مشخصه‌یابی گرافین بر روی زیرلایه کوارتز به روش طیف‌سنجی تراهرتز

علیرضا دولت‌آبادی[۱و۲]، مهدی باحقیقت[۲]، محمد کی[۳] و نصرتا... گرانپایه[۱*]

[۱]دانشگاه صنعتی خواجه نصیرالدین طوسی-تهران، [۲]دانشگاه رجا-قزوین، [۳]دانشگاه آزاد اسلامی واحد تهران مرکز

*نویسنده مسئول: granpayeh@kntu.ac.ir

چکیده–در این مقاله، نتایج حاصل از اندازه‌گیری پارامترهای مشخصه مختلف تک‌لایه گرافین بر زیرلایه کوارتز ارائه می‌شود. این نتایج بر اساس اندازه‌گیری به روش طیف سنجی تراهرتز به‌دست آمده‌اند. نتایج بررسی‌های آزمایشگاهی به کمک برازش بر پارامترهای مدل درود برای رسانایی گرافین، به دست آمده‌اند.

کلید واژه- مشخصه‌یابی گرافین، طیف‌سنجی تراهرتز ، گرافین، مدل درود.

Characterization of Graphene over the Quartz Substrate Using Terahertz Spectroscopy

Alireza Dolatabady[1,2], Mahdi Bahaghighat[2], Mohammad Kei[3], and Nosrat Granpayeh[1*]

[1]K.N. Toosi University of Technology, [2]Raja University of Qazvin, 3Islamic Azad University Central Tehran Branch, [*]Corresponding Author

Abstract-In this paper the results of analysis of a graphene layer over the quartz substrate is investigated based on terahertz spectroscopy. The characteristic parameters are deduced by fitting the experimental data into the Drude model for graphene conductivity.

Keywords: Graphene characterization, Drude model, Graphene, Terahertz spectroscopy.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

گرافین، ساختاری تک لایه از اتم‌های کربن که در آرایشی شش ضلعی در کنار هم قرار گرفته‌اند، به عنوان نخستین ماده کشف شده دوبعدی به شمار می‌آید. با توجه به ویژگی‌های جالب و قابل توجه مکانیکی، شیمیایی، گرمایی، الکتریکی و نوری قابل تحقق توسط این ماده، توجه بسیاری از پژوهش‌گران به این ماده جلب شده است. تمرکز بسیار بالای میدان‌های در حال انتشار بر لایه گرافین، امکان ایجاد ادوات بسیار فشرده، در ابعادی کمتر از طول موج و حد پراش نور را فراهم نموده است [۳-۱].

برای مطالعه رفتار گرافین در مسائل مختلف الکترومغناطیس، از مدل رسانایی آن استفاده می‌شود. این مدل در فرکانس‌های تراهرتز، که طیف فرکانسی مورد نظر در این مطالعه است، به دو پارامتر انرژی شیمیایی و زمان استراحت حامل‌ها وابسته است [۴]. بنابراین برای مشخص بودن رسانایی گرافین، آگاهی از مقدار این پارامترها ضروری است.

پارامتر رسانایی، نشان‌دهنده میزان هدایت الکتریکی یک ماده است. یکی از روش‌ها برای مطالعه این ویژگی، روش بررسی چهار نقطه‌ای است که از اتصالات فلزی برای اندازه-گیری رسانایی بهره می‌برد [۵]. این روش، علاوه بر امکان تشکیل اتصال اهمی با ماده و بنابراین تغییر مقدار رسانایی، در کاربردهایی مثل تک‌لایه گرافین باعث آسیب به ماده شده و به عنوان یک راه‌کار غیرکاربردی در نظر گرفته می-شود. در این مقاله، به روش طیف‌سنجی تراهرتز، به مطالعه رفتار گرافین بر یک زیرلایه کوارتز و رسانایی الکتریکی آن پرداخته و با استفاده از برازش منحنی طیفی آن، دو پارامتر پتانسیل شیمیایی و زمان استراحت حامل‌های بار را استنتاج می‌نماییم.

ساختار مقاله به‌این صورت است که: در بخش دوم مبانی تحلیلی روش مطالعه ارائه می‌شود. در بخش سوم، چیدمان و نتایج آزمایش مطرح می‌شوند. در بخش چهارم نیز با بیان نتیجه‌گیری، مقاله خاتمه می‌یابد.

۲- مبانی تحلیلی روش مطالعه

برای معرفی گرافین در فرکانس‌های تراهرتز از مدل شبه درود به صورت زیر برای معرف رسانایی آن استفاده می‌شود [۶]:

$$\sigma_g = \frac{ie^2\mu_c}{\pi\hbar^2\left(\omega + i\tau^{-1}\right)} \qquad (۱)$$

که در آن e، $\hbar$ و ω، به ترتیب بار الکترون، ثابت پلانک کاهش یافته، و فرکانس زاویه‌ای هستند. τ و μ_c نیز به ترتیب زمان استراحت حامل‌های بار و پتانسیل شیمیایی هستند که باید برای هر لایه گرافین محاسبه شوند. برای محاسبه دو پارامتر τ و μ_c در این مقاله، از مطالعه میدان دور و روش طیف‌سنجی تراهرتز استفاده می‌کنیم. در ادامه این بخش، تئوری حاکم بر استنتاج پارامترهای زمان استراحت و پتانسیل شیمیایی به کمک این روش و نیز مبانی طیف‌سنجی تراهرتز معرفی می‌شوند.

۲-۱- تحلیل ساختار تک‌لایه شامل گرافین

اندازه‌گیری ویژگی‌های نوری مواد مانند عبور و بازتاب موج، ابزاری برای مطالعه ویژگی‌های الکترونیک آنها را فراهم می‌آورد. محیطی را در نظر بگیرید که در حالت کلی دارای تلفات است، و بنابراین دارای ضریب‌های گذردهی ($\tilde{\varepsilon}_r$)، شکست (n)، و رسانایی ($\tilde{\sigma}$) مختلط است. با درنظر گرفتن تابش یک موج صفحه‌ای به محیطی سه لایه مانند شکل ۱، ضریب عبور مختلط موج به صورت زیر تعریف می‌شود [۷]:

$$\tilde{T}(f) = \frac{1 + i\beta\sqrt{\tilde{\varepsilon}_r}}{1 + i\beta\dfrac{\left(1-\sqrt{\tilde{\varepsilon}_r}\right)\left(\sqrt{\tilde{\varepsilon}_r} - \sqrt{\tilde{\varepsilon}_{sub}}\right)}{1+\tilde{\varepsilon}_{sub}}} \qquad (۲)$$

که در آن β ثابت انتشار است. برای حالتی که لایه میانی، ماده‌ای دوبعدی با ضخامت بسیار ناچیز باشد، رابطه (۲) به-صورت زیر خواهد بود [۸]:

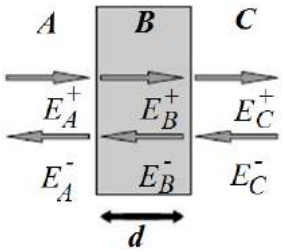
$$\tilde{T}(f) = \frac{n_{sub}+1}{n_{sub}+1+Z_0\tilde{\sigma}(f)} \qquad (۳)$$

که در آن n_{sub}، ضریب شکست زیرلایه و Z_0، امپدانس فضای آزاد برابر با ۳۷۷ اهم است. با حل رابطه (۳)، مقدار رسانایی به عنوان تابعی از فرکانس به‌دست خواهد آمد:

$$\tilde{\sigma}(f) = \frac{\left(1-\tilde{T}\right)\left(n_{sub}+1\right)}{\tilde{T}Z_0} \qquad (۴)$$

در این مطالعات از زیرلایه بلور کوارتز (SiO_2) استفاده شده است که در فرکانس‌های تراهرتز فاقد پاشندگی است. بنابراین مقدار n_{sub} برابر با ۲/۱ است [۹].

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد



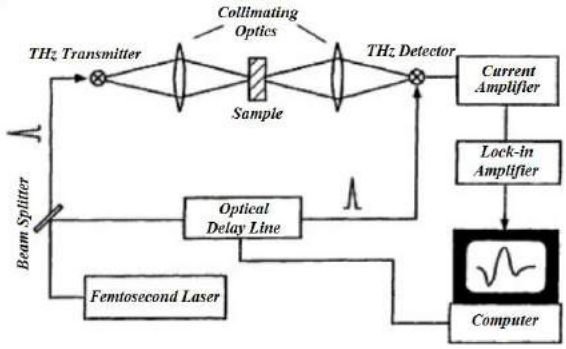
شکل ۱-محیطی سه‌لایه برای استنتاج رابطه عبور موج، ضمن تابش موج صفحه‌ای [۷].

۲-۲- طیف‌سنجی تراهرتز

طیف‌سنجی تراهرتز، روشی است که در آن ویژگی‌های دی‌الکتریک یک نمونه، در یک آرایش عبور موج، تعیین می‌شود. برای استخراج اطلاعات طیفی، اندازه‌گیری دو میزان عبور لازم است که برای زیرلایه عاری از گرافین (به عنوان نرخ عبور مرجع) و بار دیگر زیرلایه شامل گرافین، صورت می‌گیرد. شکل ۲، نمایی از چیدمان طیف‌سنجی تراهرتز را نشان می‌دهد. یک لیزر فمتوثانیه، قطار پالسی را تحویل می‌دهد که توسط یک مقسم پرتو، به دو بخش تبدیل می‌شود. استفاده از این مقسم پرتو، رابطه زمانی مشخصی بین آشکارسازی پمپ و پالس تولید شده ایجاد می‌کند. یکی از این پرتوها به سوی یک آنتن فوتوکانداکتیو هدایت می‌شود که پالس لیزر را به یک پالس تراهرتز تبدیل کرده و مانند یک امیتر عمل می‌کند. یک عدسی موازی‌کننده پالس تراهرتز را هدایت و بر نمونه متمرکز می‌کند. حامل‌های بار در نمونه با موج تراهرتز اندرکنش کرده و شکل آنرا تغییر می‌دهند. پالس تراهرتز عبوری، از میان عدسی دوم عبور کرده که آنرا بر گیرنده، که آنتن فوتوکانداکتیو دوم است، متمرکز می‌نماید. پرتو لیزر دوم از مقسم پرتو نیز، از یک خط تاخیر نوری عبور می‌کند. فاصله عبور این پرتو به‌گونه‌ای تنظیم شده و در نهایت این پرتو به سوی گیرنده هدایت می‌شود. از این پرتو لیزر به همراهی با آنتن فوتوکانداکتیو برای اندازه‌گیری پالس تراهرتز عبور یافته استفاده می‌شود. همچنین یک تقویت‌کننده جریان برای تقویت سیگنال دریافتی از آشکارساز، و نیز یک تقویت‌کننده قفل برای تمایز سیگنال دریافتی از نویز زمینه، به‌کار گرفته می‌شوند [۸].

۳- چیدمان آزمایش و نتایج آن

چیدمان آزمایش در شکل ۲ نشان داده می‌شود. تجهیزات به‌کاررفته، علاوه بر یک لیزر فیبری، دو آنتن فوتوکانداکتیو هستند که وظیفه آنها تولید و آشکارسازی تراهرتز است. مقسم پرتو، خط تاخیر نوری، تقویت‌کننده جریان، تقویت-کننده قفل، دو عدسی، و یک پردازنده برای ذخیره‌سازی و تحلیل نتایج، دیگر اجزای تشکیل دهنده چیدمان آزمایش بر میز اپتیکی به‌کاربرده شده هستند.



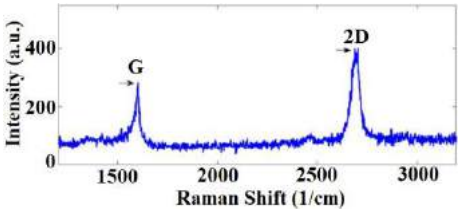
شکل ۲-نمایی شماتیک از چیدمان یک طیف‌سنج تراهرتز، که شرح عملکرد آن در متن داده شده است [۸].

نمونه مورد بررسی، تک‌لایه گرافین تولید شده به روش لایه‌نشانی بخار شیمیایی، بر ورقه مسی است که سپس بر زیرلایه کوارتز منتقل شده است. برای اطمینان از اینکه ساختار تنها شامل یک لایه گرافین است، از روش طیف-سنجی رامان استفاده می‌شود. در این روش، پرتو لیزر به نمونه تابیده می‌شود و سپس موج پراکنده شده جمع‌آوری و شدت آن در طول‌موج تابش اندازه‌گیری می‌شود. شدت امواج پراکنده شده نسبت به شدت نور تابیده شده، اطلاعاتی راجع به ساختار نمونه فراهم می‌آورد. طیف رامان نمونه مورد بررسی در شکل ۳ نشان داده می‌شود که محور افقی، عدد موج نور تابیده را بر حسب cm^{-1} ($1=33.33\ cm^{-1}$ THz)، و محور عمودی شدت نور پراکنده شده را نشان می‌دهد. دو اوج مشخص، با نام‌های "G" و "2D" در شکل مشاهده می‌شوند که از ویژگی‌های یک تک‌لایه گرافین خالص و بدون نقص است [۱۰].

در شکل‌های ۴ و ۵، منحنی زمانی دامنه برای شکل‌موج میدان الکتریکی عبوری و نیز شدت طیف متناظر آن، به ترتیب برگرفته از آزمایش به روش طیف‌سنجی تراهرتز و اعمال تبدیل فوریه بر آن، نشان داده می‌شود. در این دو شکل، منحنی‌های قرمز رنگ برای ساختار زیرلایه تنها بدون لایه گرافین و منحنی‌های آبی برای ساختار شامل لایه گرافین است. منحنی‌های آبی رنگ نسبت به منحنی-های قرمز رنگ شدت کمتری را نشان می‌دهند که ناشی از تلفات لایه گرافین، و یا به عبارتی بخش موهومی ضریب

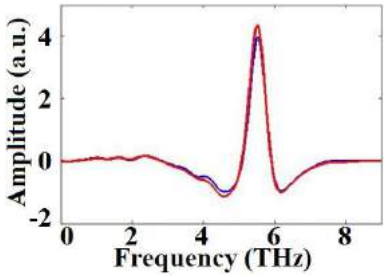
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

شکست آن است.

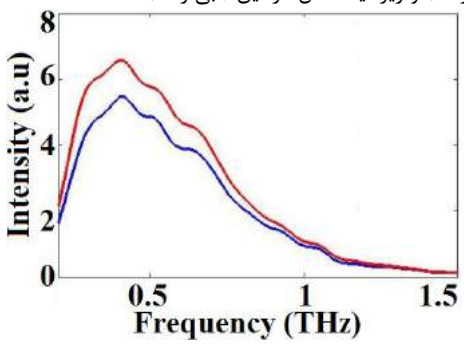


شکل ۳-طیف رامان ساختار مورد بررسی شامل تک‌لایه گرافین.

شکل ۶، طیف رسانایی به‌هنجار شده نسبت به $G_0=2e^2/h$ را نشان می‌دهد. منحنی آبی رنگ، نقاط داده اندازه‌گیری شده رسانایی را به کمک رابطه (۴) و منحنی قرمز، برازش این داده‌ها را به روش حداقل مربعات با مدل درود از رابطه (۱) نشان می‌دهد. ضریب عبور موج ($\tilde{T}$) از توان دوم نسبت دو شدت طیف آبی و قرمز رنگ شکل ۵ محاسبه شده است. مطابق این برازش، پارامترهای پیدا شده برای زمان استراحت و پتانسیل شیمیایی برابر با ۰/۱۵ پیکوثانیه و ۹۹ میلی الکترون ولت به‌دست می‌آیند.



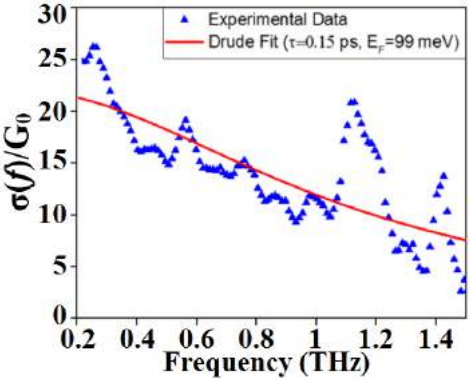
شکل ۴-شدت میدان زمانی پالس تراهرتز عبور یافته از زیرلایه تنها (قرمز رنگ) و زیرلایه شامل گرافین (آبی رنگ).



شکل ۵-طیف شدت موج عبور یافته از زیرلایه تنها (قرمز رنگ) و زیرلایه شامل گرافین (آبی رنگ).

۴- نتیجه‌گیری

در این مقاله، با به‌کار بردن روش طیف‌سنجی تراهرتز برای یک تک لایه گرافین بر زیرلایه کوارتز، به مطالعه پارامتر رسانایی آن برای استنتاج دو مشخصه مهم پتانسیل شیمیایی و زمان استراحت حامل‌های بار پرداخته شد. با برازش منحنی تجربی یافته شده بر مدل درود در بازه فرکانسی ۰/۲ تا ۱/۵ تراهرتز، مقادیر ۹۹ میلی‌الکترون-ولت و ۰/۱۵ پیکوثانیه برای دو مشخصه یادشده به‌دست آمد.



شکل ۶-طیف رسانایی به‌هنجار شده ساختار مورد بررسی، به کمک داده‌های حاصل از طیف‌سنجی تراهرتز و رابطه (۴) (آبی رنگ) و برازش آنها با روش حداقل مربعات بر مدل درود از رابطه (۱) (قرمز رنگ).

قدردانی

نویسنده اول از همکاران آزمایشگاه تراهرتز دانشگاه صنعتی آیندهُوِن هلند آقایان استان تِرهورن، نیلز فَن هوف، آلِکسی هالپین، و مدیر محترم گروه نانوفتونیک آقای کایمه گومِز ریواس برای بحث‌های سازنده در مورد نحوه استفاده از تجهیزات و همکاری در اندازه‌گیری‌ها قدردانی می‌نماید.

مرجع‌ها

[1] A. Dolatabady and N. Granpayeh, “Plasmonic magnetic sensor in graphene mounted on a magneto-optic grating,” IEEE Trans. Magnet. to be published, 2017.
[2] A. Dolatabady, S. Asgari, and N. Granpayeh, “Farinfrared nanoscale graphene based refractive index sensor,” IEEE Sens. J. Vol. 18, pp. 569-574, 2018.
[3] S. Asgari, A. Dolatabady and N. Granpayeh, “Tunable midinfrared wavelength selective structures based on resonator with antisymmetric parallel graphene pair,” Opt. Engin. Vol. 56, pp. 067102 (1-6), 2017.
[4] G.W. Hanson, “Dyadic Green's functions and guided surface waves for a surface conductivity model of graphene,” J. Appl. Phys. Vol. 103, pp. 064302 (1-8), 2008.
[5] C.L. Petersen, T.M. Hansen, P. Boggild, A. Boisen, O. Hansen, T. Hassenkam, and F. Grey, “Scanning microscopic four-point conductivity probes,” Sens. Actuators A: Phys. Vol. 96, pp. 53-58, 2002.
[6] H.J. Li, L.L. Wang, B. Sun, Z.R. Huang, and X. Zhai, “Controlling mid-infrared surface plasmon polaritons in the parallel graphene air,” Appl. Phys. Express, Vol. 7, pp. 125101 (1-4), 2014.
[7] S.A. Furman and A.V. Tikhonravov, *Basics of Optics of Multilayer Systems*, Frontieres, 1996.
[8] M.C. Nuss and J. Orenstein, *Millimeter and Submillimeter Wave Spectroscopy of Solids*, Springer, 1998.
[9] L. Gao, F. Lemarchand, and M. Lequime, “Exploitation of multiple incidences spectrometric measurements for thin film reverse engineering,” Opt. Express, Vol. 20, pp. 15734-15751, 2012.
[10] A.C. Ferrari and D.M. Basko, “Raman spectroscopy as a versatile tool for studying the properties of graphene,” Nat. Nanotechnol. Vol. 8, pp. 235-246, 2013.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

طراحی و شبیه سازی فیلتر نوری ماخ زندری مبتنی بر گریتینگ زیر طول موج

محدثه راستی، عباس ظریفکار و مهدی میری

شیراز، دانشگاه شیراز، دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر، بخش مخابرات و الکترونیک.

چکیده –در این مقاله، طراحی و شبیه سازی یک فیلتر ماخ زندری مبتنی بر موجبر گریتینگ زیر طول موج و موجبر معمولی ارائه شده است. نتایج به دست آمده نشان می دهند که استفاده از موجبر گریتینگ زیر طول موج در یکی از بازوهای ماخ زندر موجب ایجاد اختلاف ضریب شکست قابل توجه بین بازوها می‌شود که با تغییر این ضریب شکست می‌توان اختلاف فاز ایجاد شده بین بازوها را کنترل کرد. این کار نیاز به ایجاد اختلاف طول بین بازوها را از بین می‌برد و باعث کاهش قابل توجه ابعاد و تلفات قطعه می‌شود. فیلتر طراحی شده دارای نسبت تمایز dB ***۲۸، تلفات الحاقی*** dB ***۰،۳ ، پهنای باند*** dB– ***۳ برابر با*** nm ***۵ و محدوده‌ی طیفی آزاد*** nm ***۱۲ می‌باشد.***

کلید واژه- فیلتر ماخ زندر، فیلتر نوری، موجبر گریتینگ زیر طول موج.

Design and Simulation of Mach-Zehnder Optical Filter based on Subwavelength Grating

Mohadese Rasti, Abbas Zarifkar and Mehdi Miri

Department of Communications and Electronics, School of Electrical and Computer Engineering, Shiraz University, Shiraz, Iran

Abstract- In this paper, design and simulation of an optical filter based on Mach-Zehnder interferometer with a subwavelength grating waveguide (SWG) is presented. It is shown that the use of SWG in one of the Mach-Zehnder arms causes a significant difference in the refractive index between the arms and enables us to control the phase difference correspondingly. This eliminates the need for length difference between the arms and reduces the dimensions and the loss of the device. The designed filter has an extinction ratio of 28 dB, insertion loss of 0.3 dB, 3-dB bandwidth of 0.5 nm, and 12 nm free spectral range.

Keywords: Mach-Zehnder filter, optical filter, subwavelength grating waveguide.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱-مقدمه

فیلترهای نوری یکی از اجزای کلیدی برای محدوده ی وسیعی از کاربردها در ارتباطات نوری هستند. از سوی دیگر، یکی از ساختارهایی که به دلیل دارا بودن ویژگی-های خاص در سالهای اخیر توجه زیادی را به خود جلب کرده است موجبر گریتینگ زیر طول موج است[1] [1]. این موجبرها در واقع یک ساختار کریستال فوتونی یک بعدی هستند که از نواحی ای با ضریب شکست بالا در محیطی با ضریب شکست پایین‌تر تشکیل شده اند به گونه‌ای که دوره تناوب ساختار، بسیار کوچکتر از طول موج نور منتشر شده است. در این حالت، باند انرژی ممنوعه تشکیل نمی‌شود که این خود موجب ممانعت از بازگشت نور به سمت منبع می شود. بنابراین انتشار نور در محیط مانند موجبر معمولی خواهد بود. موجبرهای بر مبنای گریتینگ زیر طول موج بر خلاف موجبر های کریستال فوتونی که دارای شبکه‌ای با نقص خطی می باشند، نور را طبق مکانیزم هدایت به وسیله ی ضریب شکست در هسته منتشر می کنند و هیچگونه رفتار رزونانسی از خود نشان نمی‌دهند[2]،[3]. به عبارتی SWG موجبری است که ضریب شکست موثر آن در جهت انتشار موج، یکنواخت می‌باشد. به همین دلیل، موجی که در SWG منتشر می‌شود را می‌توان با موج بلاخ مدل کرد به طوری که هر کدام از مودهای بلاخ دارای یک عدد موج به خصوص می باشند. به علاوه می‌توان با انتخاب چرخه‌ی کار[2] گریتینگ، ضریب شکست را اصلاح کرده، ویژگی های انتشار(مربوط به مودهای بلاخ) را کنترل نمود[1]. قابل تنظیم بودن پارامترهای گریتینگ زیر طول موج بدون اینکه فرایند ساخت قطعه پیچیده شود سبب آسان کردن کنترل پذیری ضریب شکست و منحنی پاشندگی می شود. به بیان دیگر، با تغییر عواملی نظیر دوره تناوب و چرخه‌ی کارگریتینگ، می توان به ضریب شکست معادلی بین ضریب شکست سیلیکون و سیلیس دست یافت[۴].

همچنین از لحاظ تئوری، دستیابی به تلفات صفر برای این موجبرها میسر است اگرچه در عمل تلفات ناچیز ۲,۱ دسیبل بر سانتیمتر برای آن‌ها مشاهده شده است[۵]. از این‌رو، گریتینگ زیر طول موج می تواند به عنوان یک محیط مهندسی شده برای انتقال نور با ضریب شکست موثر معادل در ساختار فیلترهای نوری استفاده شده و بدین ترتیب از خصوصیات مطلوب این موجبرها شامل تلفات کم و همچنین کنترل پذیر بودن ضریب شکست، در بهبود مشخصات فیلتر بهره برداری گردد. در این مقاله یک فیلتر نوری با ساختار ماخ زندری که در یک بازوی آن از گریتینگ زیر طول موج استفاده شده است ارائه می شود که مشخصات بهتری نسبت به طراحی های پیشین از خود نشان می دهد.

۲-تئوری کار

در این مقاله، هدف، طراحی یک فیلتر نوری مبتنی بر تداخلگر ماخ زندر است که به طور شانه ای چندین طول موج را فیلتر می‌کند. رابطه ی اختلاف فاز بین بازوهای ماخ زندر با اختلاف ضریب شکست بازوها و اختلاف طول آن‌ها عبارتست از:

$$\Delta\Phi = \frac{2\Pi f \Delta n \Delta L}{c} \qquad (۱)$$

با قرار دادن موجبر گریتینگ زیر طول موج در یکی از بازوهای ماخ زندر و موجبر نواری[3] در دیگری می‌توان اختلاف ضریب شکست قابل توجهی بین بازوهای تداخلگر ایجاد کرد و به اختلاف فاز π رسید. با تغییر چرخه‌ی کار و یا تناوب موجبر SWG ضریب شکست بازوی مربوطه تغییر می‌کند و بدین طریق می‌توان اختلاف فاز بین بازوها را کنترل کرد.

۳-طراحی و شبیه سازی

شکل ۱ ساختار کلی فیلتر ماخ زندر را نمایش می‌دهد که

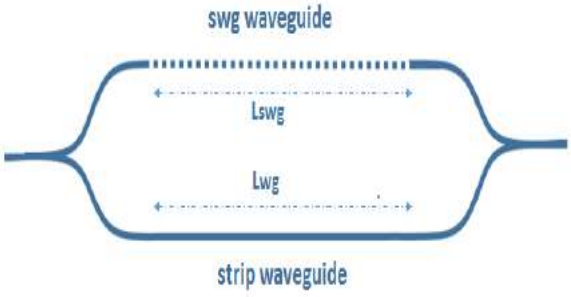
[1] Subwavelength grating (SWG)

[2] Duty cycle

[3] Strip waveguide

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

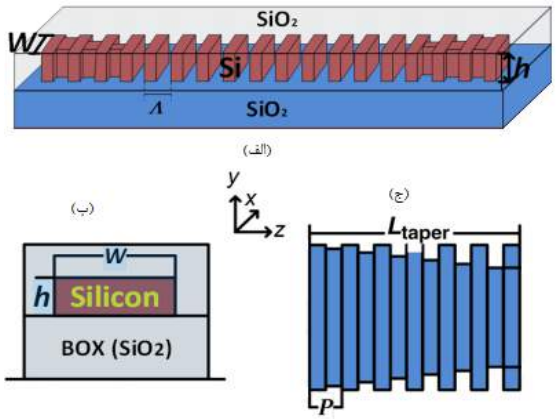
شامل کاپلر نصف کننده‌ی توان[4] در ورودی و خروجی موجبر گریتینگ زیرطول موج در یک بازو و موجبر معمولی در بازوی دیگر است. برای شبیه سازی از نرم افزار FDTD استفاده شده است.



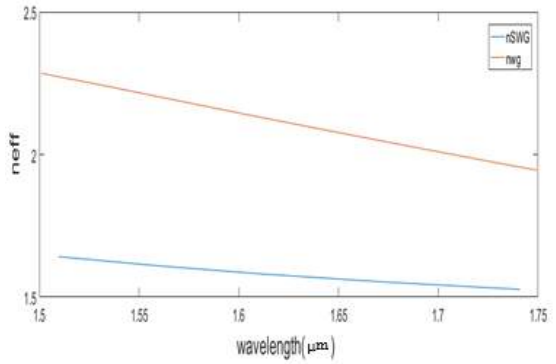
شکل ۱: ساختار فیلتر ماخ زندر. شامل 3dB coupler در ورودی و خروجی، موجبر گریتینگ معمولی و موجبر strip، $Lwg=Lswg=70\ \mu m$ ،

موجبر گریتینگ استفاده شده در این ساختار دارای پریود (Λ) برابر ۲۰۰ نانومتر، ارتفاع(h) برابر ۲۲۰ نانومتر، عرض(w) برابر ۴۰۰ نانومتر و چرخه‌ی کار برابر با ۵۰٪ و به طول Lswg ۷۰میکرومتر می‌باشد. مطابق با شکل ۲ به دلیل عدم تطابق مودها در مرز موجبر معمولی و موجبر SWG یک ساختار باریک شونده[5] به طول (L_{taper}) برابر ۲۵ میکرومتر تعبیه شده است که وظیفه‌ی تبدیل مود و انتقال کم تلف را به عهده دارد [6].

شکل ۳ اختلاف ضریب شکست دو بازوی ماخ زندر را به ازای طول موج‌های مختلف نشان می‌دهد. اندازه‌ی بزرگ اختلاف ضریب شکست بین دو بازوی ماخ زندر نشان می-دهد که می‌توان بدون ایجاد اختلاف طول بین بازوها فیلتری شانه‌ای[6] با ابعاد کوچک و تلفات کم طراحی کرد که به طور همزمان چندین طول موج را فیلتر کند.



شکل ۲: (الف)ساختار موجبر گریتینگ زیرطول موج. (ب) موجبر معمولی، (ج) ساختار taper



شکل ۳ : اختلاف ضریب شکست بازوها در طول موج های مختلف

۴-نتیجه گیری و بحث

شکل ۴ طیف انتقال فیلتر طراحی شده را نشان می‌دهد. فیلتر مورد نظر دارای نسبت تمایز[7] ۲۸ dB، تلفات الحاقی[8] ۰,۳ dB، پهنای باند ۳ dB– ۵ nm و محدوده-ی طیفی آزاد[9] برابر با ۱۲ nm می‌باشد. در ادامه در جدول ۱ مشخصات این فیلتر با تعدادی از کارهای مشابه اخیر مقایسه شده است.

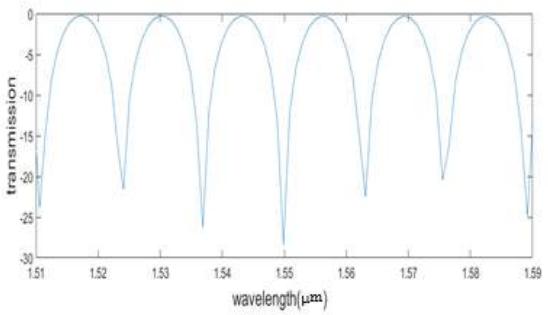
[4] 3-dB coupler
[5] Taper
[6] Comb filter
[7] Extinction ratio (ER)
[8] Insertion loss
[9] Free Spectral Range (FSR)

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

جدول ۱: مقایسه‌ی مشخصات فیلتر ارائه شده در این تحقیق و فیلترهای مشابه قبلی

studies	Foot print	BW	FSR	Loss	ER
Y.Hao[7]	در حد cm	_	_	<1.5dB	_
F.Horst[8]	400*500μm	_	_	1.6dB	_
Q.Deng[9]	170*580μm	5.5nm	14.7nm	0.4dB	_
P.xing[10]	_	15nm	15nm	2dB	25dB
T.Segawa [11]	_	1nm	16nm	7dB	20dB
A.P.Ovvya [12]	_	10.5nm	_	_	25dB
this study	130*6 μm	5nm	12nm	0.3dB	28dB

مشاهده می‌شود که فیلتر ارائه شده در این مقاله دارای تلفات کمتر و ابعاد کوچکتر نسبت به موارد ارائه شده ی پیشین و پهنای باند قابل قبول می‌باشد.



شکل ۴: طیف انتقال فیلتر طراحی شده.

مراجع

[1] J. Wang, I. Glesk, and L. R. Chen, "Subwavelength grating filtering devices," Optics Express, vol. 22, pp. 15335-15345, 2014.

[2] T. Föhn, N. Hoppe, W. Vogel, M. Schmidt, M. F. Rosa, M. Berroth, et al., "3D-simulation and characterization of subwavelength grating waveguides in SOI," in Numerical Simulation of Optoelectronic Devices (NUSOD), 2014 14th International Conference on, 2014, pp. 137-138.

[3] I. Glesk, P. J. Bock, P. Cheben, J. H. Schmid, J. Lapointe, and S. Janz, "All-optical switching using nonlinear subwavelength Mach-Zehnder on silicon," Optics Express, vol. 19, pp. 14031-14039, 2011.

[4] J. Čtyroký, P. Kwiecien, J. Wang, I. Richter, I. Glesk, and L. Chen, "Simulations of waveguide Bragg grating filters based on subwavelength grating waveguide," in SPIE Optics+ Optoelectronics, 2015, pp. 95160M-95160M-7.

[5] J. Wang, I. Glesk, and L. R. Chen, "Subwavelength grating devices in silicon photonics," Science Bulletin, vol. 61, pp. 879-888, 2016.

[6] G.Gao, M.Luo, X. Li, Y.Zhang, Q.Huang, Y.Wang, and J.Xia, "Transmission of 2.86 Tb/s data stream in silicon subwavelength grating waveguides," Optics Express, vol. 25(3), pp.2918-2927, 2017

[7] Y. Hao, N. Bamiedakis, R. Penty, and I. White, "Optical Filters Based on Casacaded Point-Symmetric Mach-Zehnder Interferometers." in Proceeding of European Conference on Integrated Optics, 2010.

[8] F. Horst, W. M. Green, S. Assefa, S. M. Shank, Y. A. Vlasov, and B. J. Offrein, "Cascaded Mach-Zehnder wavelength filters in silicon photonics for low loss and flat pass-band WDM (de-) multiplexing," Optics Express, vol. 21, pp. 11652-11658, 2013.

[9] Q. Deng, L. Liu, R. Zhang, X. Li, J. Michel, and Z. Zhou, "Athermal and flat-topped silicon Mach-Zehnder filters," Optics Express, vol. 24, pp. 29577-29582, 2016.

[10] P. Xing and J. Viegas, "Subwavelength grating waveguide-integrated athermal Mach-Zehnder interferometer with enhanced fabrication error tolerance and wide stable spectral range," in SPIE OPTO, 2016, pp. 97520U-97520U-7.

[11] T. Segawa, S. Matsuo, T. Ishii, Y. Ohiso, Y. Shibata, and H. Suzuki, "High-speed wavelength-tunable optical filter using cascaded Mach–Zehnder interferometers with apodized sampled gratings," IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 44, pp. 922-930, 2008.

[12] A. Ovvyan, N. Gruhler, S. Ferrari, and W. Pernice, "Cascaded Mach–Zehnder interferometer tunable filters," Journal of Optics, vol. 18, p. 064011, 2016.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

تأثیر میدان الکتریکی فرکانس بالا در برانگیختگی امواج فراصوت در یک پلاسمای کوانتومی نیمه رسانا

مونا حسین زاده فیروزی، احمد مهرآمیز

دانشگاه بین المللی امام خمینی(ره)، قزوین

چکیده - در این پژوهش، به شیوه‌ای تحلیلی برانگیزش پارامتریک امواج فراصوت در یک پلاسمای نیمه‌رسانای پیزوالکتریک و در حضور میدان الکتریکی نوسانی فرکانس بالا، بررسی می‌شود. ابتدا با در نظر گرفتن جنبه‌های کوانتومی محیط، تاثیرات میدان الکتریکی نوسانی را تحقیق می‌کنیم. نتایج نشان می‌دهند که میدان الکتریکی فرکانس بالا (و نزدیک به فرکانس پلاسمایی) با ایجاد جفت شدگی غیرخطی میان امواج فراصوت و امواج الکترونی پلاسما باعث رخداد ناپایداری می‌گردد. علاوه بر این نشان داده می‌شود که جنبه‌های کوانتومی می‌تواند ناپایداری را افزایش دهد.

کلید واژه- نیمه رسانای پیزوالکتریک، امواج فراصوت، پلاسمای کوانتومی.

The effects of high frequency electric field on the excitation of ultrasonic waves in a semiconductor quantum plasma

Mona Hosseinzade Firouzi, Ahmad Mehramiz

Imam Khomeini International University, Qazvin

Abstract- In this research, an analytical investigation has been performed on the parametric excitation of an ultrasonic wave in a piezoelectric semiconductor plasma by the application of a high-frequency electric field. In the first place, estimating the quantum features of the medium, we investigate the effects of oscillating electric field on plasma. The results show that the high- frequency electric field, near the electron-plasma frequency, produces a nonlinear coupling between the ultrasonic waves and electron-plasma waves and leads to an instability which can be increased by quantum effects.

Keywords: Piezoelectric Semiconductor, Ultrasonic Waves, Quantum Plasmas.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱-مقدمه:

تحریک و تقویت پارامتریک امواج فراصوت در نیمه رساناهای پیزوالکتریک به دلایل کاربردی از اهمیت ویژه‌ای برخوردار است. یافته‌ها گویای آن است که این نیمه‌رساناها به‌دلیل خاصیت پیزوالکتریسیته، توانایی تبدیل انرژی مکانیکی به الکتریکی و برعکس را دارد[۱]. موج فراصوت منتشر شده در جهت‌های معین دریک نیمه رسانای پیزوالکتریک(مانند CdS)، می‌تواند توسط یک میدان الکتریکی یکنواخت تقویت و یا تضعیف شود. شارش یک جریان مستقیم درمحیط و در حضور یک موج فراصوت منجر به تولید میدان الکتریکی نوسانی شده که در نهایت با موج فراصوت برهم کنش می‌کندو هنگامیکه سرعت رانش الکترون‌ها از سرعت صوت فراتر می‌رود تقویت رخ می‌دهد[۲]. حضور میدان الکتریکی نوسانی فرکانس پایین (نزدیک به فرکانس موج فراصوت $\omega_0 \approx \omega$)، سبب جفت شدگی میان مدهای مختلف موج فراصوت می‌گردد. اگر از یک میدان الکتریکی نوسانی فرکانس بالا استفاده شود (نزدیک به فرکانس امواج الکترونی پلاسما $\omega_0 \approx \omega_p$)، جفت شدگی میان موج فراصوت و امواج الکترونی پلاسما رخ می‌دهد[۳]. تاکنون بیشتر پژوهش‌ها در این باره، در رژیم کلاسیکی صورت گرفته است. در این پژوهش امکان رخداد ناپایداری در موج فراصوت عبوری از یک پلاسمای کوانتومی نیمه‌رسانای پیزوالکتریک (CdS) بررسی می‌گردد. به این منظور مجموعه‌ای از معادلات یک شاره کوانتومی به کار گرفته می‌شوند تا شرایط رخداد ناپایداری موج فراصوت عبوری از یک پلاسمای نیمه‌رسانای پیزوالکتریک بیان گردد. در ادامه پس از معرفی معادلات پایه شامل تصحیحات کوانتومی، رابطه پاشندگی موج فراصوت در حضور میدان الکتریکی فرکانس بالا که توسط پالس لیزر co_2 تولید می‌شود، محاسبه شده و امکان ناپایداری موج در هر دو حوزه کلاسیکی و کوانتومی بررسی می‌گردد. در بخش پایانی نیز تحلیل عددی ارائه خواهد شد.

۲-فرضیات و معادلات:

در این بخش یک نیمه‌رسانای آلاییده در نظر گرفته می‌شود و با استفاده از معادلات حرکت برای شبکه و نیز معادلات مدل هیدرودینامیک کوانتومی (QHD) برای پلاسما، رابطه پاشندگی به‌دست آورده می‌شود. گفتنی است که معادلات مدل گفته شده را می‌توان از روی مدل‌های میکروسکوپی ویگنر-پواسون و شرودینگر-پواسون به‌دست آورد[۴]. اولین معادله مورد نیاز، معادله مرتبه صفرم حرکت الکترون‌ها می‌باشد

$$\frac{\partial \vec{v}_0}{\partial t} + \upsilon \vec{v}_0 = \frac{e}{m} E_0 \cos\omega_0 t \qquad (۱)$$

این رابطه نشان می‌دهد که الکترون‌ها تحت تاثیر میدان الکتریکی $E_0 \cos\omega_0 t$ نوسان می‌کنند. υ (با شرط $\upsilon \ll \omega_0 (\approx \omega_p)$)، فرکانس برخورد الکترون‌ها است. سپس معادله دیگر به‌صورت زیر است

$$\rho \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} = c \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial x^2} - K \frac{\partial \vec{E}}{\partial x} \qquad (۲)$$

که حرکت شبکه در کریستال پیزوالکتریک را توضیح می‌دهد. $\vec{u}$ جابه‌جایی شبکه، ρ چگالی کریستال ، c ثابت الاستیک وK ضریب پیزو الکتریک است. میدان الکتریکی E نیز از رابطه پوآسون

$$\vec{\nabla}.\vec{E} = \rho_e + \rho_{polarization} \qquad (۳)$$

به‌دست می‌آید. عبارت دوم سمت راست در رابطه (۳)، سهم پیزوالکتریک در قطبش را نشان می‌دهد. در این رابطه ε ثابت دی‌الکتریک نیمه‌رسانا است. در صورتی‌که شرط $\omega_0 \approx \omega_p$ برقرار باشد، $\varepsilon = \varepsilon_\infty$ و اگر $\omega_0 \approx \omega$ باشد $\varepsilon = \varepsilon_0$ را داریم.

حال روابط مدل QHD (پیوستگی و تکانه) برای سیال الکترون‌ها به صورت زیر بیان می‌شود:

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} + \vec{v_0}.(\nabla.n_1) + n_0.(\nabla.\vec{v_1}) = 0 \qquad (۴)$$

$$\frac{\partial \vec{v_1}}{\partial t} + \vec{v_0}.(\nabla.\vec{v_1}) = -\frac{e}{m}\vec{E} - \vec{v_1}\upsilon - \frac{1}{mn_0}(\nabla P - \frac{\hbar^2 \nabla(\nabla^2 n)}{4m}) \qquad (۵)$$

رابطه (۵) تاثیرات پراش کوانتومی و آمار کوانتومی را بر سیستم‌های پلاسمایی نشان می‌دهد. e و m بار و جرم الکترون هستند، n_o و n چگالی الکترون‌های تعادلی و اختلالی و $p = mV_F{}^2 n_1{}^3 / 3n_0{}^2$ فشار فرمی با $V_F^2 = 2k_B T_F / m$ سرعت فرمی می‌باشد. k_B و T_F نیز به ترتیب ثابت بولتزمن و دمای فرمی هستند. بدین ترتیب معادله (۵) به صورت زیر بازنویسی می‌شود:

$$\frac{\partial \vec{v_1}}{\partial t} + \vec{v0}.\nabla\vec{v_1} = -\frac{e}{m}\vec{E} - \vec{v_1}\upsilon - V_F^2(1 + (k^2 V_F^2 / 4\omega_p^2)(\hbar^2\omega_p^2 / 4k_B^2 T_F^2))\frac{\vec{\nabla} n}{n_0} \qquad (۶)$$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

در این رابطه $\omega_p^2 = 4\pi n_0 e^2 / \varepsilon m$ است. برای انتشار طولی موج در یک کریستال متقارن، مناسب است که تقریب یک بعدی با ثابت های پیزوالکتریک و الاستیک اسکالر را در نظر بگیریم. از این رو فرض شده است که بردار الکتریکی در جهت محور تقارن قرار دارد.

۳-محاسبات و بحث:

ناپایداری امواج فراصوت ناشی از جفت‌شدگی با امواج الکترونی پلاسما است که می‌تواند توسط میدان الکتریکی ایجاد شود. اختلال موج فراصوت در شبکه، افت و خیز چگالی الکترون‌ها را در همان فرکانس افزایش می‌دهد. این مساله باعث جفت شدن غیرخطی با میدان خارجی می‌شود و از سوی دیگر سبب تحریک الکترون‌های محیط در فرکانس‌های تفاضلی و جمعی خواهد بود که قابل تنظیم و نزدیک به فرکانس پلاسمایی ω_p است. افت و خیز چگالی الکترون‌ها در فرکانس ω_p و نیز جفت شدگی غیرخطی می تواند سبب نوسان مجدد چگالی الکترون‌های شبکه اختلال در فرکانس فراصوت شود. بنابراین تحت شرایط گفته شده امواج الکترونی پلاسما و امواج فراصوت باعث ناپایداری یکدیگر در حضور میدان الکتریکی خارجی می‌شوند. به دلیل عدم وابستگی میدان الکتریکی خارجی به محیط، لازم است برای جفت شدگی غیر خطی ، امواج فراصوت و امواج الکترونی پلاسما بردار موج با اندازه یکسان |k| داشته باشند. فرض این است که $kl \gg 1$ و $\upsilon \ll \omega_p$ بنابراین $k\lambda_D \ll 1$ که λ_D طول دبای است. برای این مقدار از k، میرایی بسیار ضعیفی را برای امواج الکترونی پلاسما خواهیم داشت.

فرض براین است که فرکانس تحریک ω_0 از فرکانس موج فراصوت بسیار بیشتر باشد. بنابراین شبکه به اختلالات با فرکانس نزدیک به ω_0 پاسخی نخواهد داد. بنابراین چگالی و سرعت الکترون‌ها را این‌گونه می‌نویسیم

$$n = n_s + n_f \qquad (۷)$$

$$v = v_s + v_f \qquad (۸)$$

n_s مربوط به اختلالاتی است که نزدیک به فرکانس امواج فراصوت نوسان می‌کنند. n_f نیز شامل اختلالاتی با فرکانس بالاتر، یعنی امواج پلاسمایی است. با فرض وابستگی اختلالات به صورت $exp(ikx - i\omega t)$ با فرکانس پایین و کمک گرفتن از روابط (۲) و (۳) رابطه میان جابه‌جایی شبکه u و n_s را به دست می‌آوریم.

$$u(\omega^2 - k^2 \frac{c}{\rho} - \frac{4\pi k^2 K^2}{\varepsilon_o \rho}) = \frac{4\pi e K}{\varepsilon_o \rho} n_s \qquad (۹)$$

اگر $\omega, \upsilon \ll \omega_o$ و $keE_0 / m\omega_0^2 \ll 1$ (طول گردش الکترونها در میدان خارجی در مقایسه با طول موج آکوستیک کوچک است) معادلات (۳) تا (۵) را می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$\frac{\partial^2 n_f}{\partial t^2} + \upsilon \frac{\partial n_f}{\partial t} + \omega_D^2 n_f = -ikn_s \frac{e}{m} E_0 \cos\omega_0 t \qquad (۱۰)$$

$$(\omega_D^2 - i\upsilon\omega) n_s + \frac{k^2 e n_0}{m} \frac{4\pi K}{\varepsilon_0} u = ikn_f \frac{e}{m} E_0 \cos\omega_0 t \qquad (۱۱)$$

که $\omega_D^2 = -\omega_p^2 - k^2 V_F^2 (1 + \frac{k^2 V_F^2}{4\omega_p^2} \frac{\hbar^2 \omega_p^2}{4k_B^2 T_F^2})$ فرکانس پراکندگی امواج الکترونی پلاسما است که عبارت تصحیح کوانتومی در آن مستتر است. n_f دارای مؤلفه‌هایی در $\omega \pm \omega_0$ است. از آن جایی‌که $keE_0 / m\omega_0^2 \ll 1$، جمله-های مرتبه بالاتر $\omega \pm n\omega_0$ که $n > 1$ است، قابل صرف-نظر کردن هستند، همچنین جملات مرتبه بالاتر بر خلاف $\omega \pm \omega_0$ غیر رزونانسی هستند. ($\omega \ll \omega_0 \approx \omega_p$) معادله (۱۰) می تواند برای دو مقدار n_f حل شود تا با قرار گرفتن در رابطه (۱۱) دومین معادله بین n_f و u بدست آید.(اولین، رابطه (۹) است) با حذف دو متغیر، معادله پاشندگی اصلاح شده برای انتشار امواج فراصوت با عبارت تصحیح کوانتومی به دست می آید.

ابتدا فرض می‌کنیم $E_0 = 0$ و رابطه پاشندگی را در حالتی که میدان الکتریکی خارجی وجود ندارد، به‌دست می‌آوریم

$$\omega^2 = k^2 \frac{c}{\rho} - \frac{4\pi}{\varepsilon_0 \rho} k^2 K^2 (1 + \frac{{\omega_P}^2}{{\omega_D}^2 - i\omega\upsilon}) \qquad (۱۲)$$

سپس با فرض $E_0 \neq 0$

$$\omega^2 - k^2 \frac{c}{\rho} - \frac{4\pi}{\varepsilon_0} k^2 K^2 + A{\omega_D}^2 \left[1 - \frac{i\omega\upsilon}{\omega_D^2} + B \left(\frac{\omega_D}{\omega + \delta + 1/2i\upsilon} - \frac{\omega_D}{\omega - \delta + 1/2i\upsilon} \right) \right]^{-1} = 0 \qquad (۱۳)$$

که در آن

$$A = \frac{4\pi k^2}{\varepsilon_o \rho} \beta^2 \frac{{\omega_p}^2}{{\omega_D}^4}, B = \frac{e^2 k^2 {E^2}_0}{8m^2 {\omega_D}^4}, \delta = \omega_o - \omega_D$$

می باشد. رابطه (۱۲) یک موج فراصوت میرا را نشان

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

می‌دهد که میرایی آن ناشی از جفت شدگی با الکترون‌ها است. این رابطه حالت خاصی است که در پژوهش‌های پیشین [۲] بدست آمده است. اگر مقدار $B=\frac{e^2k^2E_0^2}{8m^2{\omega_D}^4}$ محدود باشد در آن‌صورت برطبق رابطه (۱۳) می‌توان نشان داد که موج فراصوت با شرط زیر ناپایدار می‌شود

$$[2B\delta\omega_D^2/(\delta^2+\frac{1}{4}\upsilon^2)^2]>1 \qquad (۱۴)$$

نکته قابل توجه آن است که شرط ناپایداری به فرکانس موج فراصوت ω بستگی ندارد زیرا قبلا شرط $\omega \gg \upsilon$ در نظر گرفته شده بود. کمینه میدان الکتریکی آستانه با بهینه سازی عبارت سمت چپ و نیز با توجه به δ بدست آمده است. براین اساس $\delta=\frac{1}{2}\upsilon$ خواهد بود. در نتیجه شرط ناپایداری شکل زیر را به خود می‌گیرد:

$$\delta>0 \qquad \text{یعنی } \omega_0 \succ \omega_D \text{ یا } (\omega_o \approx \omega_D+\frac{1}{2}\upsilon) \qquad (۱۵آ)$$

و

$$(keE_0/m{\omega_D}^2)>(2\upsilon^3/{\omega_D}^3)^{\frac{1}{2}} \qquad (۱۵ب)$$

همچنین می‌توان نشان داد که تغییر متناسب در قسمت حقیقی فرکانس یا در واقع همان فاز سرعت در موج فراصوت نسبتا کوچک است.

در ادامه معیارهای کوانتومی بودن محیط ارزیابی می‌شود. بدین منظور دو معیار متفاوت را بیان می‌کنیم[۵]. بر این اساس، اگر میانگن فاصله بین ذرات یا شعاع ویگنر $(a=(3/4\pi n_o)^{\frac{1}{3}})$ با طول موج دوبروی قابل مقایسه یا کوچکتر باشد $(\lambda_B=\hbar/mv_T)$، در آن صورت این محیط همانند یک پلاسمای کوانتومی رفتار می‌کند. محیط مورد فرض ما نیمه‌رسانای CdS در دمای ۷۷ کلوین با چگالی الکترونی متغیر از $10^{22}m^{-3}$ تا $10^{24}m^{-3}$ است. برای این محیط شعاع در رنج $2.7564\times10^{-8}m$ تا $5.938\times10^{-9}m$ متغیر خواهد بود. (به طور خاص در چگالی $n_0=1.14\times10^{24}m^{-3}$ شعاع ویگنر برابر $a=5.938\times10^{-9}m$ می‌شود). درحالیکه λ_B برابر با $4.882\times10^{-8}m$ است. بدین ترتیب بر اساس معیار معرفی شده محیط را می‌توان کوانتومی انگاشت. از طرف دیگر برای انگاشتن محیط به عنوان پلاسمای کوانتومی پارامتر تبهگنی هم باید بزرگتر یا مساوی یک باشد[۶].

برآورد عددی نشان می‌دهد که این شرط نیز برقرار می‌باشد.

برای فهم بهترنتایج به صورت عددی، می‌توان پارامترهای متداول نیمه رسانای CdS به شرح زیر را بکار برد

$\rho=4.826\times10^3 kgm^{-3}$, $m=0.19\,m_0$

$k=10^4 cm^{-1}$, $n_o=10^{22}-10^{24}m^{-3}$

$\upsilon=10^{12}$, $K=0.054cm^{-2}$

که m_0 جرم الکترون آزاد است.

استفاده از مقادیر عددی فوق نشان می‌دهد که فرکانس پلاسمایی قابل مقایسه با فرکانس لیزر co_2 با طول موج 10.6μاست.

۴-نتیجه گیری:

در بخش های قبل نشان داده شد که حضور میدان الکتریکی نوسانی فرکانس بالا با شرط $\omega_o \approx \omega_p$ سبب جفت‌شدگی امواج فراصوت و امواج الکترونی پلاسمایی در نیمه رساناهای پیزو الکتریک می‌شود. همچنین ارضای شرط (۱۵) موجب ناپایداری در امواج فراصوت می‌گردد. بررسی‌های تحلیلی بر اساس معادلات هیدرودینامیک کوانتومی برای یک نیمه رسانای تبهگن صورت گرفت.

مشخص شد میدان الکتریکی فرکانس بالا که می‌تواند توسط لیزر co_2ایجاد شود، باعث برانگیزش موج فراصوت می گردد. شرط ناپایداری موج فراصوت در معادله (۱۵) به دست آمد و در آن جمله تصحیح کوانتومی در ω_D ظاهر شد. مشاهده می‌شود که این شرط در هر دو حوزه کوانتومی و کلاسیکی برقرار است، اما بر اساس رابطه (۱۴) وجود جمله کوانتومی، میزان ناپایداری را افزایش می‌دهد.

مراجع

[1] H.A. Sodano, D.J. Inman, *A review of power harvesting from vibration using piezoelectric materials*, Smart Mater, Struct.16- R1–21, 2007.

[2] D.L.White, *Amplification of ultrasonic waves in piezoelectric semiconductors*, J. Appl.Phys.33-2547-2554, 1962.

[3] M.A. Breazeale, *Parametric excitation of ultrasonic waves*, J. Acoust. Soc. Am. 47, 82, 1970.

[4] Fernando Haas, *Quamtum Plasmas An Hydrodynamic Approach*, Springer, 2011.

[5] G. Manfredi, *How to mode lquantum plasmas*, FieldsInst, Commun. 46-263-287, 2005.

[6] P.K.Shukla, B.Eliasson, Colloquium:*Nonlinear collective interactions in quantum plasmas with degenerate electron fluids*, Rev.Mod.Phys.83-885-910,2011.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

تاثیر روش‌های مختلف سنتز PbI_2 برعملکرد سلول‌های خورشیدی پروسکایتی بدون انتقال دهنده حفره

ابراهیم یزدی[۱و۲]، عباس بهجت[۱و۲]، فرزانه ولی پور[۱و۲]، ، نعیمه ترابی[۱و۲]، علی ثانی[۱و۲]

[۱] گروه پژوهشی فوتونیک مرکز تحقیقات مهندسی، دانشگاه یزد
[۲] گروه اتمی و مولوکولی، دانشکده فیزیک، دانشگاه یزد

چکیده –سلول‌های خورشیدی ساخته شده از مواد پروسکایتی آلی- معدنی از جمله ادوات نوری نانوساختاری هستند که به دلیل ویژگی‌های خاص الکترواپتیکی ماده پروسکایت از قبیل گاف انرژی مناسب و مستقیم، طول پخش حامل‌های بار زیاد و فرآیند ساخت آسان، اخیرا مورد توجه محققین قرار گرفته است. معروفترین نوع این مواد آلی –معدنی $CH_3NH_3PbI_3$ می‌باشد که از ترکیب محلول‌های حاوی PbI_2 وCH_3NH_3I ساخته می‌شود. در این پژوهش پودر PbI_2 با استفاده از روش گلدرین و با دو فرآیند مختلف پخت؛ سنتز شد و با پودر pbI_2 خریداری شده از شرکت شریف سولار –به عنوان پودر مرجع- مقایسه گردید. نتایج نشان می‌دهد که در نمونه هایی که هنگام بازپخت PbI_2 از شوک حرارتی استفاده شده است؛ از مشخصات فوتوولتائیکی نظیر جریان مدار کوتاه، ضریب پرشدگی و بازدهی بهتری برخوردار است. لازم به توضیح است داده‌های فوق از سلول‌های خورشیدی بدون انتقال دهنده حفره بدست آمده و گزارش گردیده است.

کلید واژه- لایه جاذب نور، سلول خورشیدی پروسکاتی ، سنتز سرب یدید.

The effect of synthesis method of PbI2 on the hole-transport–free perovskite solar cell performance

E.Yazdi[1,2] , A. Behjat[1,2], F.Valipour[1,2] , N. Torabi [1,2] , A. Sani[1,2]

[1] Photonics Research Group, Engineering Research Center, Yazd University, Yazd, Iran 2

[2] Atomic and Molecular Group, Faculty of Physics, Yazd University, Yazd,

Abstract- Solar cells fabricated by Organic–inorganic perovskite material because of optimal properties including direct band gap, large absorption coefficients, high carrier mobility and easier process is under consideration by the researcher, recently. One of these promising organic-inorganic material is CH3NH3PbI3 which prepare by mixture of PbI_2 and CH3NH3I. In this research, PbI_2 powder was synthesized with Golderin technique and by two different calcination procedures and used in preparing perovskite material. Then, the perovskite solar cells with planar structure were fabricated using these materials and also PbI_2 powder purchased from Sharif Solar Company as a reference. Then, the solar cell performance including photovoltaic performance and cell efficiencies were compared. Results indicate that the solar cell samples in which PbI_2 prepared with heat-shock -process have better photovoltaic performance such as short circuit current density, fill factor and efficiency. It should be noted that these reported data are related to hole-transport- free perovskite solar cells.

Keywords: Light absorber layer, Perovskites solar cell, lead iodide synthesis

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

اخیرا سلول‌های خورشیدی پروسکایتی توجه زیادی را در میان پژوهشگران به خود معطوف نموده است. این نوع سلول‌های خورشیدی که از سال ۲۰۰۹ معرفی شده‌اند[۱]. در طی سال-های اخیر، بیشترین سهم تحقیقات در حوزه‌ی انرژی‌های پاک و سلول‌های خورشیدی را در دنیا به خود اختصاص داده‌اند. سلول‌های خورشیدی پروسکایتی از چند لایه رسانا و نیمرسانا که بر روی هم با ترتیب خاص و منظمی قرار گرفته‌اند تشکیل می‌شوند.

در بین لایه‌های مختلف که به روش های گوناگون بر روی سطح مورد نظر لایه نشانی می‌شود؛ لایه پروسکایت از اهمیت ویژه‌ای برخوردار است؛ زیرا پروسکایت، قلب یک سلول خورشیدی پروسکایتی محسوب می‌شود و وظیفه جذب نور و همچنین تولید الکترون-حفره را بر عهده دارد.

همانطورکه در شکل ۱ نمایان است لایه‌ی پروسکایت توسط دو سطح انتقال دهنده‌ی الکترون (ETM) و انتقال دهنده حفره (HTM) محصور شده است. علت استفاده از این لایه‌ها کاهش بازترکیب و در پی آن افزایش کارایی سلول بیان شده است.

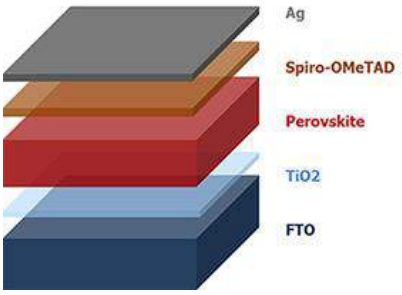
در این پژوهش از لایه انتقال دهنده‌ی حفره استفاده نشده است.

عمده ساختارهایی که برای سلول‌های خورشیدی معرفی شده-اند و توانسته‌اند نظر پژوهشگران را به خود جلب کنند با دو عنوان ساختار پلنر و مزوپروس شناخته می‌شوند.که در جدول ۱ و همچنین شکل‌های ۱ و۲ ساختار آنها توضیح داده شده است[۲].

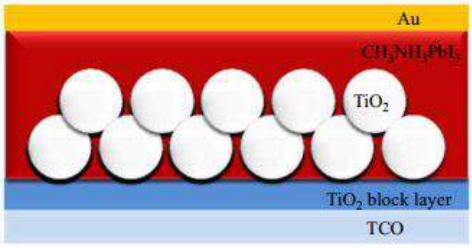
جدول۱: ساختار سلول های خورشیدی پروسکایتی

مزوپروس	FTO/ETM/Pross/Provskite/HTM/Au
پلنر	FTO/ETM/Provskite/HTM/Au

ساختاری که در این پژوهش مورد استفاده قرار گرفته؛ در شکل۲ نشان داده شده است. در این ساختار نانو ذرات TiO_2 با ابعاد ۲۰ نانومتر وظیفه‌ی افزایش سطح مقطع جاذب نور و همچنین تسهیل در عبور الکترون‌های تولید شده توسط پروسکایت را بر عهده دارند.



شکل۱: ساختار لایه ای سلول خورشیدی پروسکایتی پلنر. دراین ساختار لایه TiO_2 انتقال دهنده الکترون و لایه Spiro-OMeTAD انتقال دهنده حفره می‌باشد.



شکل۲: ساختار سلول خورشیدی پروسکایتی نانو متخلخل بدون انتقال دهنده حفره

فرمول عمومی پروسکایت به صورت ABX_3 می‌باشد که فرمول شیمیایی شناخته شده ترین ماده پروسکایت مورد استفاده در سلول‌های خورشیدی نانو ساختاری نسل سوم $CH_3NH_3PbI_3$ می‌باشد. برای تهیه‌ی این ساختار شیمیایی لازم است از دو پیش ماده متیل آمونیم یدید (MAI) با ساختار CH_3NH_3I و سرب یدید با ساختار PbI_2 استفاده شود. در این پژوهش از سه نوع PbI_2 استفاده شده و نتیجه گرفته شد که در روش گلدرین همراه با شوک حرارتی نتایج بهتری حاصل می‌شود.

۲- روش انجام آزمایش

در این پژوهش برای لایه نشانی پروسکایت، از روش لایه نشانی دو مرحله‌ای استفاده شد که در ادامه توضیح داده می‌شود.

۲-۱-مواد مورد نیاز

شیشه‌ی رسانای (FTO) Fluorine-doped Tin Oxid ، هیدروکلریک اسید، پودر روی، اتانول، ایزوپروپانول، تیتانیوم ایزوپروکسید، خمیر نانوساختار تیتانیوم دی اکسید، دی متیل فرم آمید، پودر سرب یدید، پودر متیل آمونیوم یدید.

۲-۲-روش ساخت

برای ساخت سلول خورشیدی پروسکایتی ابتدا قسمتی از شیشه‌ی FTO توسط پودر روی و محلول هیدروکلریک اسید ۲ مولار لایه برداری شد سپس نمونه‌ی الگو دهی شده به ترتیب با آب و صابون، آب دیونیزه، استون، اتانول و ایزوپروپانول به

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

مدت ۱۵ دقیقه در حمام اولتراسونیک قرار گرفت. بعد از اتمام مراحل شستشو به مدت ۲۰ دقیقه در دمای ۱۲۰ درجه‌ی سانتی‌گراد قرار داده شد تا کاملا خشک شود. در این پژوهش از ماده‌ی bl-TiO_2 به عنوان لایه‌ی انتقال دهنده‌ی الکترون استفاده شده است که به روش لایه نشانی چرخشی با سرعت ۴۰۰۰ دور به مدت ۶۰ ثانیه لایه نشانی و سپس تحت دمای ۵۰۰ درجه سانتی‌گراد قرار گرفت. سپس از خمیر نانوذرات TiO_2 با ابعاد ۲۰ نانومتر به عنوان لایه‌ی متخلخل استفاده شده است.

برای تشکیل پروسکایت از روش دو مرحله ای استفاده شده است به این صورت که ابتدا سه نمونه PbI_2 تهیه شده را در حلال دی متیل فرم آمید(DMF) حل کرده و به روش چرخشی لایه‌نشانی می‌کنیم. سپس نمونه‌ها به مدت ۱۵ دقیقه در دمای ۷۰ درجه‌ی سانتی‌گراد پخت داده شده و در مرحله‌ی دوم در محلول متیل آمونیوم یدید (MAI) که از قبل آماده شده‌است ، فرایند غوطه‌وری انجام داده شد. در این مرحله لازم است سلول‌ها به مدت ۱۵ دقیقه در دمای ۷۰ درجه‌ی سانتی-گراد به منظور تشکیل لایه‌ی نهایی پروسکایت پخت داده شود و در انتها لایه‌نشانی طلا به روش کندوپاش انجام شده است. به منظور تهیه‌ی محلول PbI_2 ، ۴۶۰میلی‌گرم پودر PbI_2 در یک سی‌سی (DMF) به مدت ۲ تا ۴ ساعت بوسیله‌ی همزن مغناطیسی تحت دمای ۷۰ درجه سانتی‌گراد همزده شد. همچنین برای تهیه‌ی محلول MAI ، ۸ میلی‌گرم پودر MAI در ۱ سی‌سی ایزوپروپانول حل شده‌است.

۲-۳-روش سنتز PbI2

نمونه‌ی (S1) از شرکت شریف سولار به عنوان پودر مرجع تهیه شده است.

نمونه (S2) و (S3) به روش گلدرین و به صورت زیر سنتز شد.

ابتدا یک گرم نیترات سرب در ۱۰۰سی سی آب دیونیزه حل کرده و به مدت ۲ ساعت در دمای ۱۰۰ درجه سانتی‌گراد بوسیله‌ی همزن مغناطیسی، همزده شد. همچنین یک گرم پتاسیم یدید در ۱۰۰ سی سی آب دیونیزه حل و به مدت دو ساعت تحت دمای ۱۰۰ درجه همزده شد. در این مرحله محلول نیترات سرب را بصورت قطره قطره به محلول پتاسیم یدید اضافه کرده و اجازه می‌دهیم تا واکنش شیمیایی بصورت کامل رخ داده و رسوب زرد رنگ PbI_2 حاصل شود. رسوبات PbI_2 پس از جداسازی از محلول به مدت ۱ ساعت تحت دمای ۱۰۰ درجه سانتی‌گراد در آون پخت داده می‌شود. برای پخت لازم است افزایش دمای آون بصورت تدریجی انجام شود. بعد از پایین آمدن دمای آون پودر PbI_2 از آون خارج شد.

به منظور سنتز نمونه‌ی (S3) مراحل قبل را تکرار کرده با این تفاوت که در دمای ۱۰۰ درجه سانتی‌گراد پودر را از آون خارج می‌کنیم تا یک شوک حرارتی به آن وارد شود.

۳- بحث و نتایج

برای هر نمونه پودر S1, S2, S3 شش سلول ساخته شد که بطور میانگین بازدهی آنها بصورت زیر بوده است.

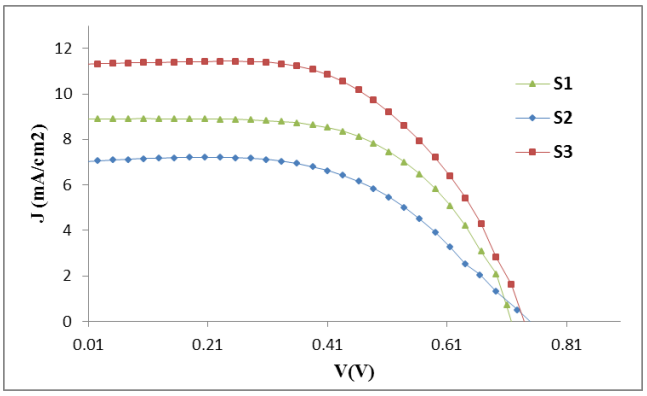
eff S3 > eff S1 > eff S2

همانطور که از جدول ۲ مشخص است جریان حاصل از نمونه S3 بیش از دو نمونه دیگر است زیرا در این نمونه حامل های بار تولید شده بهتر توانسته‌اند در مدار خارجی قرار گیرند. از عمده دلایلی که می‌توان برای این پدیده بیان کرد تشکیل پروسکایت و بلور های کامل‌تر می‌باشد

جدول۲: مشخصات فوتوولتاییکی سلول‌های ساخته شده

نمودار ولتاژ - جریان نشان داده شده در زیر به وضوح نتایج جدول فوق را نشان می‌دهد.

sample	V_{oc}	I_{sc} (mA)	J_{sc} (mA/cm2)	FF	eff
S1	0.722	0.448	8.90	0.58	3.82
S2	0.745	0.354	7.03	0.553	2.846
S3	0.731	0.569	11.30	0.573	4.736



نمودار ۱: نمودار ولتاژ- جریان (I-V) برای سه نمونه PbI_2 مختلف .

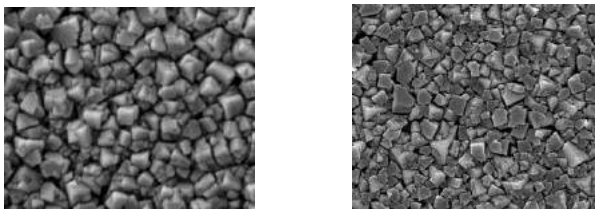
نمودارهای فوق مؤید آن است که اتلاف حامل‌های بار نمونه‌ی S2 بیش از دیگر نمونه‌ها می‌باشد که با بررسی نتایج SEM وجود نا کاملی در این سلول‌ها را به وضوح نشان می‌دهد.

از آنجایی که در پروسکایت‌های آلی- معدنی هیبریدی در روش دو مرحله‌ای کاتیون فلزی زیر بنای رشد بلور پروسکایت می-باشد بنابراین در نمونه سنتز شده نانو ذرات PbI_2 به روش گلدرین همراه با شوک حرارتی ساختار بلوری منظم تری

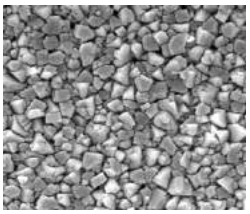
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

تشکیل شده است که در تصاویر SEM هم می‌توان آن را به وضوح دید .

(الف) (ب)



(ج)



شکل ۳: الف مربوط به نمونه S1 ، ب مربوط به نمونه S2 و ج مربوط به نمونه S3 می‌باشد.

تصاویر SEM گرفته شده از سطح پروسکایت نشان میدهد که در نمونه S3 است بلورهای و بهتر با چینش منظم‌تری تشکیل شده استو به همین علت شاهد مشخصات فتوولتائیکی بهتری در نمونه‌ی S3 می‌باشیم. در نمونه S1 بلورهای تشکیل شده بزرگتر می‌باشد ولی نظم کمتری دارد وهمچنین ناکاملی‌هایی هم در آن مشاهده می‌شود. با وجوداینکه شکل بلورهای تشکیل شده در نمونه S1 و S3 شبیه به هم می‌باشند اما این تفاوت بازدهی مربوط به این امر می‌باشد که در نمونه S1 منافذ و ناکاملی‌های زیادی وجود دارد به همین علت حامل های بار تولید شده دچار اتلاف می‌شوند و به راحتی نمی‌توانند از بلور خارج شده و در مدار خارجی قرار گیرند.

سپاسگزاری

از شرکت ادوات نوری ساختاری ایساتیس که ما را در تمام مراحل سنتز و انجام این پژوهش یاری نمود و همچنین از اعضای گروه پژوهشی فوتونیک دانشگاه یزد تشکر و قدردانی می‌شود.

مراجع

[۱] A. Kojima, K. Teshima, Y. Shirai, and T. Miyasaka, "Organometal Halide Perovskites as Visible-Light Sensitizers for Photovoltaic Cells," *Journal of the American Chemical Society*, vol. 131, pp. 6050-6051, 2009/05/06 2009.

[۲] G. Park, -.H.-S. Kim, S. H. Im, and N "Organolead halide perovskite: new horizons in solar cell research," *The Journal of Physical Chemistry C*, vol. 118, pp. 5615-5625, 2014.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

میکروسکوپ تابش طرحدار بر پایه یک مدولاتور فضایی نوری جهت افزایش توان‌تفکیک میکروسکوپی

محمد قندی منفرد، امیر حسین برادران قاسمی، حمید لطیفی

دانشکده فیزیک، دانشگاه شهید بهشتی، تهران، ایران

چکیده – در این مقاله به برپایی یک میکروسکوپ بر پایه تابش طرحدار *(SIM)* پرداخته می‌شود. برپایی یک سامانه میکروسکوپ تابش طرحدار شامل طراحی چیدمان اپتیکی و الگوریتم بازیابی تصویر می‌باشد. در چیدمان اپتیکی مورد نظر از یک مدولاتور فضایی نوری *(SLM)* بازتابی جهت تولید تابش طرحدار استفاده شد. تابش استفاده شده جهت میکروسکوپی تعداد ۹ طرح توری پراش در سه زاویه و سه فاز مختلف هستند که توسط مدولاتور فضایی نوری تولید می شوند. همچنین کد رایانه ای برپایه اپتیک فوریه برای بازیابی تصاویر حاصل از تابش طرحدار روی نمونه نوشته شد. با توجه به نتایج بدست آمده، تصویر برداری از جزئیات نمونه مورد نظر بدلیل افزایش توان تفکیک میکروسکوپ امکان‌پذیر شد.

کلید واژه- میکروسکوپی تابش طرحدار، میکروسکوپی ابرتفکیک، مدولاتور فضایی نور

Structured Illumination Microscope based on a Spatial Light Modulator for High-resolution Microscopy

Mohammad Ghandi Monfared, Amir H. Baradaran Ghasemi, Hamid Latifi

Department of Physics, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran

Abstract- In this paper we proceed with the implementation of a structured illumination microscope (SIM). SIM systems consist of two main parts i) Optical setup design and ii) image reconstruction algorithm. In the optical setup, we make use of a reflective spatial light modulator (SLM) in order to generate structured illumination. Nine different diffraction grating patterns were produced for microscopy through the SLM with three different related angles and phases. Moreover, we implemented a computer code in MATLAB based on Fourier optics to reconstruct the final image. According to our results, the fine details of a given biological sample were resolved by the SIM-SLM system due to an appreciable increase in resolution.

Keywords: Structured illumination microscopy, Super-resolution microscopy, Spatial Light Modulator

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

چالش بزرگ در میکروسکوپی نوری وجود حد پراش اپتیکی درافزایش توان تفکیک پذیری فضایی است. درحالی که با اختراع میکروسکوپی فلوئورسانس امکان افزایش تباین تصویر میسر شد ولی همچنان حد پراش اپتیکی محدودیتی عمده در گذر از میکروسکوپی به نانوسکوپی می‌باشد. به موجب این محدودیت که اولین بار توسط ارنست آبه در سال ۱۸۷۳ مطرح شد، امکان تمایز میان دو منبع نوری نقطه‌ای که فاصله آنها کمتر از مقدار $\lambda/2\ NA$ باشد، وجود ندارد. بطوریکه λ طول موج نور گسیل شده از منبع نقطه-ای و NA گشودگی عددی شیئی سیستم تصویربرداری می‌باشد. با این حال در سال‌های اخیر روش‌های گوناگونی برای عبور از این محدودیت اپتیکی پایه‌ریزی شده است.

اهمیت میکروسکوپی فراتر از حد پراش در مشاهده سامانه‌های زیستی دو چندان می‌شود. بطوریکه بعنوان یک شیوه غیر مخرب قابلیت استفاده جهت مطالعه نحوه عملکرد سلول های موجود زنده به کار می‌رود. یکی از روش‌هایی که در این راستا برای کاربردهای زیستی توسعه یافته‌اند، تکنیک تابش طرحدار (SIM)است [1]. این روش، چیدمان اپتیکی نسبتا ساده وارزان قیمت دارد که توانایی تصویربرداری تا دو برابر حد پراش را میسر می‌سازد. همچنین در صورت تحریک خواص غیر خطی نشان داده شده است که امکان تصویر برداری تا چند برابر حد پراش با استفاده از این تکنیک میسر می باشد. در این تکنیک، طرح‌های ماره حاصل از تابش فرودی با پروفایل طرحدار و تابش گسیل شده از نمونه، در رایانه ثبت می‌شوند. سپس در فضای فوریه اطلاعات موجود در مراتب بالاتر پراش در مکان‌های اصلی خود بازیابی می‌شوند. با بازگشت به فضای واقعی، تفکیک‌پذیری تصویر فراتر از حد پراش امکان پذیر می‌گردد[۲]. یکی از روش‌های ایجاد تابش طرحدار، ایجاد توری پراش در مسیر محور اپتیکی میکروسکوپ با استفاده از مدولاتور فضایی نوری (SLM) می‌باشد. یک مدولاتور فضایی نوری معمولا از فن‌آوری بلورهای مایع روی سیلیکون استفاده می‌کند. با اعمال اختلاف پتانسیل الکتریکی روی پیکسل‌های فضایی موجود در صفحه SLM، اختلاف راه نوری ایجاد می‌شود و فاز نقاط مختلف از جبهه موج نور فرودی روی آن تغییر می‌کند. لذا امکان تولید تابش طرحدار با هندسه اختیاری برای طراحی اپتیک تطبیقی میسر می‌گردد. در این مقاله به چیدمان اپتیکی یک میکروسکوپ بر پایه تابش طرحدار توسط یک مدولاتور فضایی نوری پرداخته می‌شود و نشان داده می‌دهیم که بازیابی جزئیات ریز موجود در یک نمونه واقعی توسط این روش میکروسکوپی امکان پذیر است.

۲- تئوری آزمایش

تصویر هر شیئ همگشت بین تابع پخش‌شدگی نقطه (PSF)، $P(r)$ و توزیع شدت گسیلی $E(r)$ از آن شیئ است.

(۱)

$$C(r) = (E \otimes P)(r)$$

که در آن، $C(r)$ توزیع شدتی فوتون‌ها روی شناساگر (CCD)، و $\otimes$ عملگر همگشت می باشند. در میکروسکوپی فلوئورسانس، توزیع شدتی گسیلی برابر با ضرب داخلی توزیع شدت تابش فرودی $S(r)$، در توزیع شدت فلوئورسانس نمونه $O(r)$ است،

(۲)

$$E(r) = S(r)\cdot O(r)$$

حال اگر منبع تابشی به جای تابش یکنواخت، الگوی تابشی سینوسی داشته باشد آنگاه

$$S_{\theta,\varphi}(\vec{r}) = S_0\left[1-\frac{m}{2}\cos(2\pi \vec{F}_\theta \cdot \vec{r} + \varphi)\right] \qquad (۳)$$

بطوریکه $\vec{r} \equiv (x, y)$ بردار موقعیت، S_0 شدت بیشینه تابش، $\vec{F}_\theta = (F\cos\theta, F\sin\theta)$ بردار فرکانس تابش سینوسی در فضای معکوس، φ فاز الگوی تابش و m ضریب تلفیق (مدولاسیون) می‌باشند.



شکل ۱: مثالی از نقش الگوی ماره در SIM. شیئ با فرکانس فضایی بالا پس از برهم‌نهی با تابش طرحدار و عبور از PSF سیستم اپتیکی تصویر ماره حاصل را بوجود می‌آورد. فرکانس فضایی تصویر کوچک‌تر شده و درون محدوده حد پراش قرار می‌گیرد[۳].

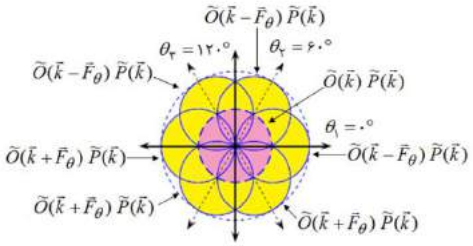
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

بر اساس معادلات بالا و از طریق طرح ماره می‌توان اطلاعات اشیاء ریز را با استفاده از تابش طرحدار از درون تصویر برهم‌نهی شده استخراج کرد. بنابراین توزیع شدت گسیلی مشاهده شده در سیستم اپتیکی (تصویر) در فضای وارون بصورت

$$\tilde{C}_{\theta,\varphi}(\vec{k}) = \left[\tilde{S}_{\theta,\varphi}(\vec{k}) \otimes O(\vec{k})\right] \cdot \tilde{P}(\vec{k}) + \tilde{N}(\vec{k}) \qquad (۴)$$

خواهد بود که در آن $N(\vec{r})$ نویز گاوسین سفید می‌باشد. بعد از انجام محاسبات، رابطه نهایی برای تصویر حاصل از تابش طرحدار از معادله (۵) بدست می‌آید[۴]،

$$\tilde{C}_{\theta,\varphi}(\vec{k}) = \frac{S_0}{2}\left(\tilde{O}(\vec{k}) - \frac{m}{2}\tilde{O}(\vec{k}-\vec{F}_\theta)\,e^{-i\varphi} - \frac{m}{2}\tilde{O}(\vec{k}+\vec{F}_\theta)\,e^{i\varphi}\right)\cdot \tilde{p}(\vec{k}) + \tilde{N}(\vec{k}) \qquad (۵)$$

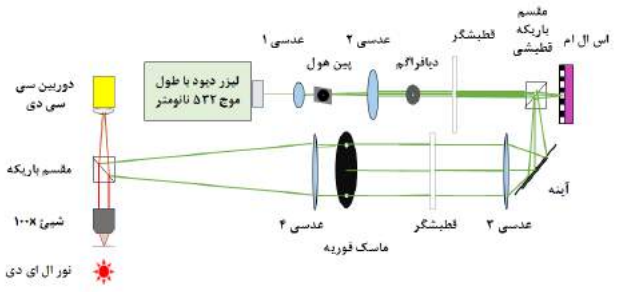


شکل 2: مفهوم SIM. دایره مرکزی فضای فرکانسی قابل مشاهده در محدوده حد پراش می باشد. دوایر زرد رنگ فضای فرکانسی بازیابی شده، طبق رابطه (۵) فراتر از حد پراش می‌باشند[۵].

معادله (۵) نشان می‌دهد که $\tilde{C}_{\theta,\varphi}(\vec{k})$ ترکیبی خطی از مجموعه فرکانسی درون سه ناحیه دایروی از نمونه $\tilde{O}(\vec{k})$ می‌باشد که مرکز آنها در فضای وارون در مبدا، $-\vec{F}_\theta$ و $\vec{F}_\theta$ می‌باشند. مطابق شکل (۲)، اگر فرکانس فضایی $\vec{F}_\theta$ برابر فرکانس قطع حد پراش باشد (دایره صورتی)، مجموع شعاع دایره حد پراش و شعاع دایره انتقال یافته از مبدا، دو برابر شعاع فرکانس قطع پراش می‌شود. از طرفی تفکیک پذیری با فرکانس فضایی رابطه مستقیم دارد. پس با در نظر گرفتن نقاط خالی بین دوایر زردرنگ و دایره نقطه‌چین، حد تفکیک‌پذیری تقریبا دوبرابر شده است.

۳- چیدمان آزمایش

شکل (۲) چیدمان مورد استفاده در این مقاله را نشان می‌دهد. نور لیزر دیود ۵۳۲nm پس از عبور از عدسی محدب f=5cm، روزنه ۲۵μm، عدسی محدب f=12.5cm و یک دیافراگم، بطور موازی و با شدت یکنواخت پس از عبور از قطبشگر وارد مقسم باریکه قطبشی شده تا فقط قطبش افقی وارد SLM (LETO, Holoeye) شود. نور منعکس شده از سطح SLM به صفحه فوریه عدسی محدب f=50cm می‌رسد. با انتخاب مرتبه ۱+ و ۱- پراش و حذف مرتبه صفرم، پرتو به عدسی محدب f=50cm رسیده تا توسط یک مقسم باریکه در شاخه میکروسکوپ سیستم، تصویر طرح‌های سینوسی به وضوح مشاهده شوند. شاخه عمودی در سمت چپ شکل(۲) میکروسکوپ سیستم را نمایش می‌دهد که شامل یک شیئی (NA=1، ۱۰۰x)، یک CCD تک رنگ با رزولوشن 480×720 و با اندازه پیکسل ۸μm به همراه عدسی دوربین با میدان دید کم و همچنین یک LED با توان ۱۲mW به عنوان نور پس زمینه میکروسکوپ، می‌باشد. به دلیل اینکه که پراش مرتبه صفر با نقاط مرده میان پیکسل های SLM تداخل می‌کند و همچنین مرتبه صفرم پراش و تداخل حاصل از مراتب بالاتر پراش در یک مکان تشکیل می شوند، بازده SLM کاهش می‌یابد[۶]. در این مقاله برای حذف پراش مرتبه صفر از فیلتر بالا گذر بصورت ماسکی که فقط مراتب اول پراش را در سه زاویه ۰، ۶۰ و ۱۲۰ درجه عبور می دهد و بقیه مراتب را مسدود می کند، استفاده می‌شود.



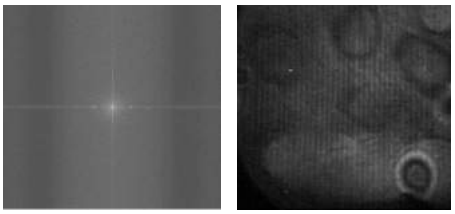
شکل ۳: چیدمان تجربی میکروسکوپی تابش طرحدار بر پایه SLM.

۴- نتایج

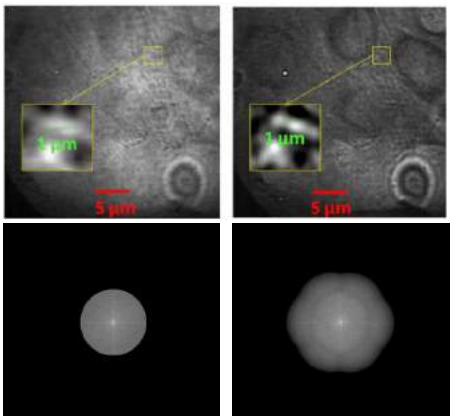
نمونه مورد مطالعه، برشی از جسم سلولی نورون‌های مغز یک موش صحرایی هستند که روی لام میکروسکوپ مهیا شدند. جهت بازیابی تصویر حاصل از سیستم میکروسکوپی ذکر شده در بخش قبل، کد رایانه ای در نرم افزار متلب با توجه به رابطه (۵) نوشته شد. لذا با انتخاب ۳ زاویه ۰، ۶۰ و ۱۲۰ درجه برای طرح‌های سینوسی و انتخاب ۳ فاز ۰، ۱۲۰ و ۲۴۰ درجه برای هر یک از این زوایا، در مجموع ۹ تصویر ثبت و الگوریتم بازیابی تصویر روی آنها اعمال شد.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

شکل (۴) یکی از این تصاویر و تبدیل فوریه آن در فضای فرکانس را نمایش می‌دهد.

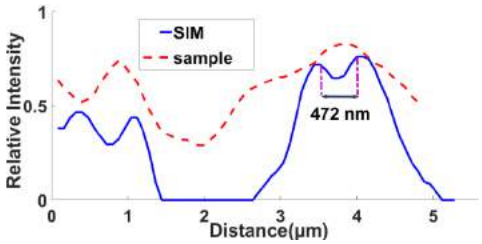


شکل ۴: (راست) تصویر برهم نهی نمونه با نور طرح دار سینوسی با زاویه و فاز ۰ درجه. (چپ) تصویر تبدیل فوریه تصویر سمت راست. نقاط پر رنگ سمت چپ و راست ناحیه مرکزی، مراکز ناحیه های دایروی، در فضای فرکانسی هستند.



شکل ۵:(بالا و چپ) تصویر نمونه حاصل از شاخه میکروسکوپ شکل (۳) بدون اعمال تابش طرحدار. (بالا و راست) تصویر SIM نمونه حاصل از اعمال تابش طرحدار توسط چیدمان شکل (۳). تصاویر نمونه در فضای فوریه در هر حالت، زیر خود تصویر نمایش داده شده‌اند.

شکل (۵) مقایسه‌ای بین تصویر نمونه و تصویر بازیابی‌شده نهایی به روش SIM را نشان می‌دهد. تفکیک‌پذیری به وضوح افزایش یافته است. فرکانس قطع OTF سیستم اپتیکی ۷۱ پیکسل و فرکانس $\vec{F}_\theta$ برابر ۴۴ پیکسل محاسبه شد. پس نسبت مجموع شعاع OTF و شعاع فرکانس $\vec{F}_\theta$ تقسیم بر فرکانس قطع سیستم اپتیکی (OTF)، میزان افزایش تفکیک را نشان می‌دهد که برابر ۱,۶۲ می‌باشد. پروفایل شدتی در امتداد خط سبز رنگ شکل (۵)، در شکل (۶) نمایش داده شده است. همانطور که مشاهده می‌شود افزایش توان تفکیک در استخراج جزئیات نمونه در روش SIM از میکروسکوپی استاندارد بیشتر است.



شکل ۶: پروفایل شدتی در راستای خط سبز در محدوده مستطیل بزرگ شده از شکل (۵). نقطه‌چین قرمز و خط آبی بترتیب مربوط به تصویر حاصل از میکروسکوپ معمولی و میکروسکوپ SIM می‌باشند.

۵- نتیجه گیری

در این مقاله به بررسی میکروسکوپی SIM پرداختیم. با نور طرحدار و تکنیک ماره، آن دسته از اطلاعات فاز نمونه که خارج از ناحیه طیف فرکانسی قطع سیستم اپتیکی است، می‌توانند بازیابی شوند. نتایج نشان می‌دهند به تفکیک پذیری بهتری از حد پراش رسیده‌ایم.

۶- سپاسگزاری

نویسندگان از ستاد علوم شناختی و معاونت علمی ریاست جمهوری، بخاطر حمایت از این پروژه تشکر و قدردانی می‌نمایند. همچنین از دکتر لیلا درگاهی به خاطر آماده سازی نمونه برش سلول‌های عصبی و دکتر محمد اسماعیل زیبایی قدردانی می‌گردد.

۷- مراجع

[1] R. Heintzmann, C. Cremer, “Laterally Modulated Excitation Microscopy: Improvement of resolution by using a diffraction grating,” vol.3568,pp.۱۸۵-۱۹۶ ,1998.
[2] M. G. L. Gustafsson, “Surpassing the lateral resolution limit by a factor of two using structured illumination microscopy,” Journal of Microscopy, 98(2), 82-87. 2000.
[3] H. Zhang, “Super resolution nonlinear structured illumination microscopy by stimulated emission depletion,” Arizona University, 2014.
[4] A. Lal, et.al., “Structured Illumination Microscopy Image Reconstruction Algorithm,” IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 22,(4), 6803414, 2016.
[5] A. Lal, C. Shan, and P. Xi, “Structured illumination microscopy image reconstruction algorithm,” vol. X, no. X, pp. 1–15, 2016.
[6] F. L. Pedrotti, L. M. Pedrotti, and L. S Pedrotti, *Introduction to Optics*, Third edition, Ch. 12, 2005.
[7] Nikolenko, V., Peterka, D. S., Araya, R., Woodruff, A., & Yuste, R., " Spatial light modulator microscopy," *Cold Spring Harbor Protocols*, *2013*.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

تشخیص و اندازه‌گیری تولوئن در اتانول به روش فلورسانس القای لیزری (LIF)

ریحانه نقی زاده[۱]، آذر دخت مظاهری[۲]، بهزاد نظری[۳]، سید محمد حسین امین جواهری[۱]، سید محمد رضا موسوی[۲]

[۱] مجتمع دانشگاهی علوم کاربردی دانشگاه صنعتی مالک اشتر، مرکز اپتوالکترونیک، اصفهان، شاهین‌شهر

[۲] مجتمع دانشگاهی علوم کاربردی دانشگاه صنعتی مالک اشتر، دانشکده فیزیک، اصفهان، شاهین‌شهر

[۳] مجتمع دانشگاهی علوم کاربردی دانشگاه صنعتی مالک اشتر، دانشکده شیمی، اصفهان، شاهین‌شهر

چکیده - در این پژوهش، به علت اهمیت تعیین کمی ترکیبات آروماتیک تک حلقه‌ای در حوزه صنعت و محیط زیست، روشی جدید ارائه گردیده است. در بین روش‌های موجود، روش فلورسانس القای لیزری *(LIF)* به دلیل سرعت بالای اندازه‌گیری و مقرون به صرفه بودن جهت اندازه‌گیری مورد استفاده قرار گرفت. منبع تابشی برای فلورسانس القایی لیزری در ترکیب تولوئن، لیزر *nm* ۴۱۲ تعیین گردید. طول‌موج قله فلورسانسی تولوئن، *nm* ۵۰۸ به دست آمد. به دلیل شدت بالای قله فلورسانسی در تولوئن، غلظت‌های مختلف تولوئن در اتانول (درصد وزنی) تهیه شد و توسط چیدمان فلورسانس القایی لیزری مورد سنجش واقع گرفت. با استفاده از روش تحلیل داده‌ها (رگرسیون)، منحنی کالیبراسیون سیگنال بر حسب غلظت تولوئن در اتانول حاصل شد. محدوده کاری خطی منحنی کالیبراسیون بین ۲۰ تا ۹۵ درصد تعیین شد. ضریب تعیین (R^2) و انحراف استاندارد منحنی کالیبراسیون به ترتیب ۰/۹۹۵ و ۱۱۸/۳ به دست آمد.

کلید واژه - فلورسانس القای لیزری، کالیبراسیون، تولوئن، اتانول.

Detection and measurement of Toluene in Ethanol by Laser Induction Fluorescence (LIF) method

Naghizade, Reyhane[1]; Mazaheri, Azardokht[2]; Nazari, Behzad[3];

Amin Javaheri, Seyed mohammad hossein[1]; Mousavi, Sayyed mohammad reza[2]

[1] Institute of Applied Sciences of Malek Ashtar, Optoelectronic Center, Isfahan, Shahin Shahr

[2] Institute of Applied Sciences of Malek Ashtar, Department of Physics, Isfahan, Shahin Shahr

[3] Institute of Applied Sciences of Malek Ashtar, Department of Chemistry, Isfahan, Shahin Shahr

Abstract- In this research, a new method is presented due to the importance of the quantitative determination of single-ring aromatic compounds in the field of industry and environment. Among the existing methods, the Laser Induction Fluorescence method (LIF) was used due to the high speed of measurement and cost-effectiveness for measurement. Laser 412 nm was determined as the radiation source for LIF in the combination of toluene. Toluene fluorescence peak wavelength was determined at 508 nm. Due to the high intensity of peak of fluorescence in toluene, different concentrations of toluene in ethanol (wt.%) were prepared and measured by LIF arrangement. Using the data analysis method (regression), the calibration curve of the signal was obtained based on the concentration of toluene in ethanol. The linear working range of this calibration curve was determined to be between 20% to 95%. The determination coefficient (R^2) and the standard deviation of the calibration curve obtained 0.995 and 118/3 respectively.

Keywords: Laser Induction Fluorescence, Calibration, Toluene, Ethanol.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

پیشرفت روز افزون علم و فناوری به ویژه در بخش صنعت نفت و پتروشیمی باعث شده تا مواد آروماتیک تک حلقه‌ای (حلقه‌ی بنزن) مانند تولوئن بیش از پیش مورد استفاده قرار بگیرند. تولوئن به طور گسترده به عنوان یک ماده خام صنعتی و به عنوان حلال استفاده می‌شود. بیش‌ترین تأثیرات مضر تولوئن بر روی سیستم عصبی مرکزی مغز انسان و حیوانات است. تولوئن به وسیله اختلال در سیستم تنفسی باعث آریتمی قلبی شده و حتی این عارضه باعث مرگ می‌شود. اختلال در کبد، کلیه و ریه، اختلالات التهابی و اختلال در حرکت چشم و تأثیر بر سرعت عمل از دیگر مضرات این ماده است.

۲- تئوری

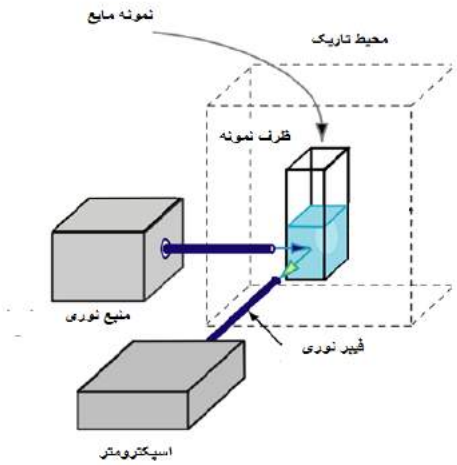
با توجه به کاربرد و اثرات زیست محیطی ماده تولوئن، شناسایی این مواد در محیط دارای اهمیت است. روش‌های شناسایی (تشخیص) این ماده عبارتند از: روش‌های رامان، فروسرخ، فلورسانس القای لیزری، کروماتوگرافی. هر کدام از این روش‌ها در شناسایی مواد آروماتیک موفق عمل می‌کنند، اما بنا به داشتن پارامترهایی هم‌چون مقرون به صرفه بودن، دقت، قابلیت جابجایی، مدت زمان عملکرد و شرایط آماده‌سازی نمونه نسبت به یکدیگر ارجحیت می‌یابند. روش فلورسانس القای لیزری به دلیل داشتن مزایایی هم‌چون قابلیت سنجش سریع، عدم نیاز به آماده سازی نمونه، حساسیت و سرعت بالا، ارزان و قابل حمل بودن آن در بین روش‌های موجود بهترین روش برای شناسایی ماده تولوئن است [۱و۲].

۳- نحوه انجام کار

به منظور بررسی بیناب فلورسانس ماده تولوئن با برپایی چیدمان بیناب LIF مطابق با شکل ۱ و استفاده از لیزر ۴۱۲ nm آزمایش‌ها انجام گرفت و بیناب فلورسانس مربوط به این ماده به دست آمد. در شکل ۱ منبع نوری (لیزر ۴۱۲ نانومتر) به نمونه که در ظرف کوارتزی است تابیده شده و تابش فلورسانس آن تحت زاویه ۹۰ درجه توسط تار نوری جمع‌آوری می‌شود این تابش به واحد اسپکترومتر انتقال یافته و بر روی نمایشگر نمایش داده می‌شود. برای شناسایی بهتر تولوئن در ترکیب با دیگر مواد، فاز مایع تولوئن در ترکیب با اتانول و در درصدهای مختلف نیز بررسی شد. غلظت تولوئن در حلال اتانول در این تحقیق بر اساس درصد وزنی گزارش می‌گردد. درصد وزنی محلول با معادله زیر نشان داده شده است. غلظت‌سازی در این تحقیق با استفاده از این معادله صورت پذیرفته است.

$$\text{درصد وزنی} = \frac{\text{جرم حل شونده}}{\text{جرم محلول}} \times ۱۰۰$$

در ادامه به نتایج به دست آمده از این آزمایش‌ها پرداخته می‌شود.

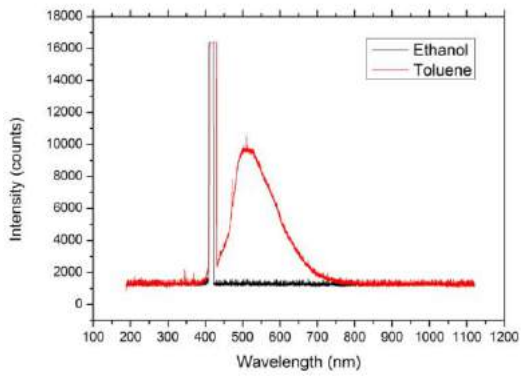


شکل ۱: چیدمان آزمایش LIF

آن چه که به طور واضح رخ داد قله قوی فلورسانس در طول موج ۵۰۸ نانومتر بود و این یعنی طول موج تحریک ۴۱۲ نانومتر برای ماده تولوئن مناسب است. شکل ۲ بیناب فلورسانس تولوئن در طول موج تحریک ۴۱۲ نانومتر را نشان می‌دهد. در شکل مشاهده می‌شود که بیناب مربوط به اتانول نیز حضور دارد و اتانول به ازای طول موج ۴۱۲ نانومتر از خود فلورسانسی نشان نمی‌دهد. اندازه‌گیری‌ها توسط اسپکترومتر اوشن اپتیک مدل HR 4000 انجام شده است.

لازم به ذکر است در این شکل و در محدوده‌ی ۴۰۰ نانومتر قله‌ی طول موج ۴۱۲ نانومتر مربوط به لیزر قابل مشاهده نیست چرا که دستگاه اوشن اپتیک HR 4000 تا حدود ۱۶۰۰۰ فوتون شمارش می‌کند و برای بیش‌تر از آن به حالت اشباع می‌رود و از آن جایی که طول موج لیزر ۴۱۲ نانومتر دارای شدت بالایی است لذا این محدوده در دستگاه اوشن اپتیک به حالت اشباع می‌رسد.

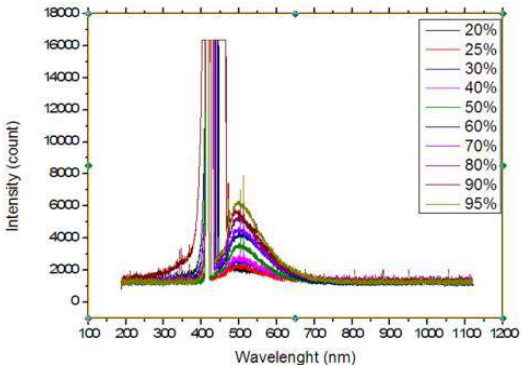
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد



شکل ۲: فلورسانس گسیلی از تولوئن و اتانول با طول موج تحریک ۴۱۲nm

پهنای نیم بیشینه قله اندازه‌گیری شد و مقدار پهنا ۱۳۲ nm نانومتر حاصل گردید. با توجه به این‌که شدت فلورسانس در طول موج ۴۱۲ نانومتر برای تولوئن بسیار زیاد است، لیزر ۴۱۲ نانومتر به همراه تولوئن به عنوان ماده‌ی هدف برای شناسایی آن در دیگر مواد مانند اتانول انتخاب گردید.

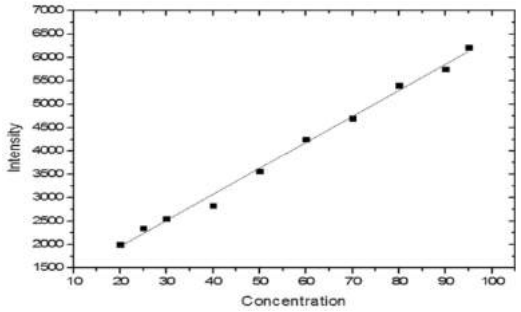
در ادامه با استفاده از تولوئن و اتانول، غلظت‌های مختلف تولوئن در اتانول مطابق روش محلول‌سازی ساخته شد. غلظت محلول‌ها به ترتیب ۲۰، ۲۵، ۳۰، ۴۰، ۵۰، ۶۰، ۷۰، ۸۰، ۹۰ و ۹۵ درصد وزنی است. در بیناب فلورسانس برای غلظت‌های متفاوت (شکل ۳)، قله فلورسانی در بازه طول موجی ۴۹۰ nm تا ۵۱۰ nm مشاهده گردید.



شکل۳: فلورسانس گسیلی از تولوئن با طول موج تحریک لیزر ۴۱۲ nm در غلظت‌های مختلف.

در بررسی تشخیص تولوئن در اتانول به روش LIF و بنا به نتایج حاصل شده دو موضوع بسیار خودنمایی می‌کنند:
۱- تغییرات شدت فلورسانس با اضافه شدن اتانول.
۲- جا به جایی پیک‌های فلورسانس در حد چند نانومتر برای غلظت‌های مختلف.

به منظور بررسی دقیق اثر افزایش درصد حجمی اتانول در تولوئن، میزان دقیق شدت هر قله بر حسب غلظت متناظر با آن رسم می‌شود. شکل ۴ نمودار شدت بر حسب غلظت را نشان می‌دهد.



شکل ۴: نمودار شدت قله‌ها بر حسب غلظت‌های مختلف تولوئن

معادله خطی، منحنی کالیبراسیون حاصل از نتایج تحلیل داده، به صورت معادله زیر است:

$$I = 57.673\ (\pm 1.446)\ C + 843.723(\pm 89.218)$$

جابجایی قرمز در شکل ۳ بیش‌تر در غلظت‌های بالای اتانول (بالای ۷۵٪) مشاهده می‌گردد (جدول۱). این جابه‌جایی به این دلیل اتفاق می‌افتد که یک حلال قطبی با یک ماده‌ی فلروفور به صورت همگن (یکنواخت) مخلوط می‌شود. مولکول‌های حلال مولکول‌های فلروفور را احاطه می‌کنند و در نتیجه دوقطبی الکتریکی آن‌ها بر روی مولکول‌های فلورسانس دهنده اثر گذاشته و باعث می‌شوند تا سطح انرژی تراز کاهش یافته و در نتیجه جابه‌جایی طول موجی قرمز ایجاد گردد [۵].

طول موج (nm)	۵۰۴	۵۰۵	۵۰۶	۵۰۶,۵	۵۰۷	۵۱۰
درصد تولوئن	۶۰	۵۰	۴۰	۳۰	۲۵	۲۰

جدول۱: بیشینه قله طول موج فلورسانس به ازای غلظت‌های مختلف تولوئن

۴- بحث و بررسی

در این پژوهش با انتخاب روش القای لیزری فلورسانس و با برپایی چیدمان خاص به تشخیص ماده تولوئن پرداخته

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

شد. منبع نوری استفاده شده به منظور تحریک ماده تولوئن لیزر nm ۴۱۲ بود. نور فلورسانس ناشی از تحریک ماده تولوئن توسط تار نوری جمع‌آوری و به واحد آشکارساز (اسپکتروفوتومتر) انتقال می‌یافت. نتایج نشان داد که طول موج لیزر ۴۱۲ نانومتر توانایی خوبی در تحریک تولوئن دارد و می‌تواند سیگنال فلورسانس قوی ایجاد کند که نشان دهنده انتخاب خوب طول موج لیزر است. به منظور شناسایی بهتر تولوئن در ترکیب با دیگر مواد، فاز مایع تولوئن در ترکیب با اتانول و در درصدهای مختلف نیز بررسی شد. لازم است بدانیم که علاوه بر جابجایی طول موجی در شکل ۳ کاهش شدت فلورسانس مربوط به کم شدن مقدار تولوئن است و در نتیجه روی پهنای فلورسانس نیز تاثیرگذار است.

با توجه به شکل‌های ۲، ۳ و ۴ و معادله منحنی کالیبراسیون می‌توان بیان نمود که حتی اگر فاز تولوئن در خاک نیز وجود داشته باشد، با حل کردن تولوئن خاک در اتانول و استفاده از منحنی کالیبراسیون می‌توان تولوئن خاک را تشخیص و اندازه‌گیری نمود.

۵- نتیجه گیری

۱. تحقیقات نشان داد که از میان روش‌های شناسایی، روش فلورسانس القای لیزری (LIF) روش مناسب‌تری است چرا که دارای دقت بالا، مقرون به صرفه، ایمنی مناسب، زمان عملکرد سریع و با قابلیت پرتابل شدن است.

۲. استفاده از منبع نوری لیزر nm ۴۱۲ برای ماده تولوئن نشان داد که خاصیت فلورسانی خوبی دارد و می‌توان از این طول موج بری تشخیص این ماده استفاده نمود زیرا با این طول موج تحریک، تولوئن گسیل فلورسانی قوی دارد.

۳. هم‌چنین لازم به ذکر است که طول موج ۴۱۲ نانومتر ابتدای ناحیه مرئی است و برپایی سامانه برای تشخیص با این طول موج به دلیل مقرون به صرفه بودن منابع نوری (لیزر) در این ناحیه و در دسترس بودن منبع این طول موج بسیار مناسب است.

۴. طول موج قله فلورسانس برای تولوئن nm ۵۰۸ است.

۵. یکی دیگر از موارد مهم که در آزمایشات نشان داده شد رفتار خطی شدت فلورسانس با غلظت تولوئن بود که این موضوع می‌تواند کمک کند تا سامانه تشخیص غلظت تولوئن در محیط‌های مایع برپا شود.

۶. محدوده پویای شناسایی شده بر پایه آزمایشات برای تشخیص ترکیب اتانول و تولوئن، ۲۰ درصد تا ۹۵ درصد تولوئن است.

۷. با افزایش غلظت اتانول در تولوئن، شدت فلورسانس کاهش می‌یابد به دلیل آن‌که عامل خاموشی یعنی اتانول باعث این پدیده می‌شود و در واقع اتانول عامل خاموشی فلورسانس تولوئن است.

هم‌چنین نتایج تحقیقات نشان داد که اگر سامانه تشخیص تولوئن در محیط‌های مایع ساخته شود، باید اثرات قطبی بودن یا نبودن حلال (محیط‌های مایع) به منظور قابلیت انتخابگری سامانه تشخیص در نظر گرفته شود زیرا اضافه شدن حلال قطبی باعث می‌شود تا سطوح انرژی تغییر کند و در نتیجه جابه‌جایی طول موجی قرمز یا آبی رخ دهد.

سپاسگزاری

جا دارد از زحمات کلیه اساتید و همکاران به ویژه دکتر مظاهری، دکتر نظری، مهندس موسوی و پژوهشکده اپتیک و لیزر دانشگاه صنعتی مالک اشتر که در انجام این کار سهیم بودند، قدردانی نمایم.

مراجع

[1] S. Wilbur, S. Bosch, Interaction profile for: benzene, toluene, ethylbenzene, and xylenes (BTEX), Agency for Toxic Substances & Disease Registry (ATSDR) (2004).

[2] S. Ashutosh, G. Stephen, An introduction to Fluorescence spectroscopy, ed: John Wiley & Sons, Inc., New York, (1999).

[3] J. D. Ingle Jr, S. R. Crouch, Spectrochemical analysis, (1988).

[4] J. R. Lakowicz, B. R. Masters, Principles of fluorescence spectroscopy, Journal of Biomedical Optics 13 (2008) 029901.

[5] Molecular Expressions, Solvent Effects on Fluorescence Emission, https://micro.magnet.fsu.edu/solventeffects /index, Last Modified: Nov 13 2015.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

بهبود ضریب عبور فیلتر باند باریک بلور فوتونی دو بعدی

عمادرضا سلطانیان، کامبیز عابدی

دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر، دانشگاه شهید بهشتی، تهران، ایران

چکیده – در این مقاله با استفاده از شبیه سازی 2D-FDTD، اثر جایگزینی میله های مسی بجای میله های سیلیکانی در ساختار فیلتر باند باریک مبتنی بر بلورهای فوتونی دو بعدی، برای دستیابی به ضریب عبور بالا در طول موج مخابراتی ۱,۵ میکرومتر، بررسی شده است. شبیه سازی ها نشان دادند که جایگزینی میله های مسی بجای میله های سیلیکانی میان موجبر ورودی و تشدیدگر و همچنین موجبر خروجی و تشدیدگر، منجر به تزویج بهتر میدان الکتریکی میان تشدیدگر و موجبرهای ورودی و خروجی می شود. بدین ترتیب با این تکنیک، فیلتری باند باریک با ضریب عبور ۰,۹۹۶، ضریب کیفیت ۱۹۰ و فرکانس تشدید ۱۹۹,۹۳ تراهرتز حاصل شده است که علاوه بر بازده عبوری بالا، بدلیل ابعاد کوچک و سازگاری با فناوری CMOS برای اهداف آینده مخابرات دور برد، بسیار مطلوب است.

کلید واژه- بلور فوتونی دو بعدی، تشدیدگر، فیلتر باندباریک، میله مسی.

Transmission coefficient enhancement of narrow band 2D photonic crystal based filter

EmadReza Soltanian, Kambiz Abedi

Faculty of Electrical and Computer Engineering, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran.

Abstract- In this paper, the use of copper rods in silicon 2D based photonic crystal filter for 1.5 um communication to enhance transmission coefficient was investigated. To simulate the optical behavior of the filter, 2D-FDTD is used. Simulations have shown that the replacement of copper rods instead of silicon rods between the input waveguide and resonator and also between the output waveguide and resonator, leads to better coupling between them. Thus, by means of this technique, transmission coefficient and quality factor of the filter at the resonance frequency of 199.93 Terahertz can reach 0.996 and 190, respectively. Because of CMOS compatibility, small size and high transmission efficiency, this narrow band filter is suitable for future long distance communication.

Keywords: Copper rod, Photonic crystal, Resonator, Narrow band filter.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

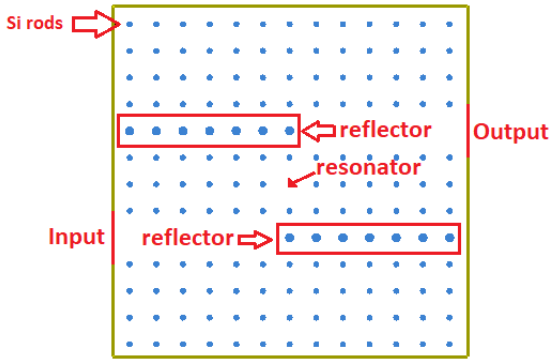
۱- مقدمه

بلورهای فوتونی به دلیل گاف باندی نوری، قابلیت کنترل انتشار نور و اتلاف کم در ساختار متناوب دی الکتریک ها [۲-۱]، به عنوان گزینه مناسبی برای طراحی و ساخت ادواتی همچون سلول های خورشیدی [۳]، فیبرهای نوری [۴]، مقسم های توان [۵]، فیلترها [۶]، حسگرها [۸]، دی مالتی پلکسرها [۹] و سایر ادوات مبتنی بر عملکرد نوری، مورد توجه بسیاری قرار گرفته اند. علاوه بر آن، مقیاس پذیری بلورهای فوتونی، بکارگیری در مدارات مجتمع را ممکن می سازد [۱۰]. با گسترش مخابرات نوری، نیاز به فیلترهای نوری که قابلیت بکارگیری در مدارات مجتمع را دارا باشند، بیش از پیش آشکار شد. فیلتر باند باریک، فیلتری است که بتواند از میان امواج الکترومغناطیسی، باند باریکی را بخوبی انتخاب کند و عبور دهد. تزویج میان یک تشدیدگر و موجبر، منجر به ایجاد یک فیلتر خواهد شد. اغلب طرح های ارائه شده برای فیلترهای نوری مبتنی بر بلورهای فوتونی مانند طرح های مراجع [۱۲-۱۱] دارای دو مشکل اساسی کمبود ضریب عبور و ضریب کیفیت، هستند. درسال ۲۰۱۶ میلادی، ونگ و همکارانش طرح فیلتر مبتنی بر بلور فوتونی را ارائه کردند که علاوه بر داشتن ضرایب عبور و کیفیت بسیار بالا که منجر به قرارگیری آن در دسته فیلترهای فوق باند باریک شد، به دلیل استفاده از نقص نقطه ای برای ایجاد تشدیدگر، دارای ابعادی بسیار کوچک (۸×۸ میکرومتر) است [۱۰] و بدین ترتیب برای استفاده در مدارات مجتمع نیز مناسب می باشد.

در این مقاله با استفاده از تکنیک بکارگیری میله مسی در ساختار طرح [۱۰] و بهره گیری از ضریب دی الکتریک منفی در محدوده فرکانسی تراهرتز با مقدار مطلق بزرگ، سعی در بهبود هرچه بیشتر ضریب عبور فیلتر مورد نظر داریم. شبیه سازی های این مقاله با روش دو بعدی تفاضل محدود حوزه زمان (2D-FDTD)، انجام شده است.

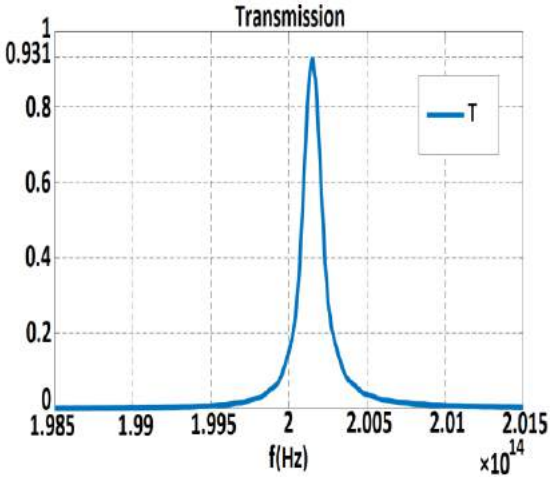
۲- مدل شبیه سازی

همانطور که در شکل ۱ دیده می شود، ساختار فیلتر [۱۰]، مبتنی بر شبکه مربعی ۱۳×۱۳ از میله های سیلیکانی در هوا و متشکل از سه قسمت ۱-موجبرها، ۲-بازتاب کننده ها و ۳-تشدیدگر است. برای ایجاد موجبر های ورودی و خروجی، ۶ میله (نقص خطی) و برای ایجاد تشدیدگر، ۱ میله (نقص نقطه ای) از ساختار حذف گردیده است. به منظور ایجاد بازتاب کنندگی، دو ردیف میله با شعاع ۱,۵ برابر و به تعداد ۷ عدد در ساختار در نظر گرفته شده است. با درنظر گرفتن ثابت شبکه a=0.6384 میکرومتر، شعاع میله ها r=0.1159×a و شعاع میله های بازتاب کننده rr=1.5×r، گاف باندی نوری برای مود TM در محدوده فرکانسی ۱۵۷,۲ تا ۲۳۲,۲ تراهرتز قرار می گیرد. ضریب دی الکتریک سیلیکان در فرکانس کاری ۲۰۰ تراهرتز معادل با طول موج ۱,۵ میکرومتر برابر با ۱۱,۴ درنظر گرفته شده است.



شکل۱: شماتیک فیلتر فوق باند باریک [10].

بدین ترتیب مود TM موج تخت از موجبر ورودی در فرکانس تشدید، توسط تشدیدگر به موجبر خروجی تزویج می شود که با شبیه سازی 2D-FDTD به نتایج جدول ۱ دست یافتیم و نمودار آن در شکل ۲ آورده شده است.

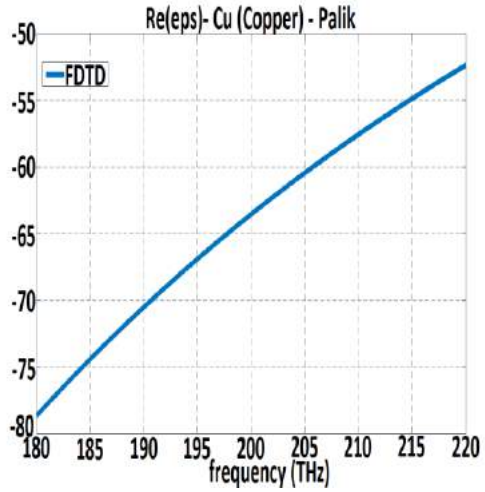


شکل۲: طیف عبور فیلتر حاصل از شبیه سازی 2D-FDTD.

همانطور که در شکل ۳ از داده های Palic می بینیم، فلز مس در بازه فرکانسی مطابق با گاف باندی فیلتر مورد

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

نظر، دارای مقادیر ضریب دی الکتریک با قسمت حقیقی منفی و قدر مطلق قسمت حقیقی بسیار بزرگتر از قسمت موهومی است که می تواند میدان را در اطراف خود متمرکز کند. بنابراین انتظار داریم با جایگزینی تعدادی از میله های سیلیکانی اطراف تشدیدگر با میله های مسی، تزویج میان موجبرهای ورودی و خروجی با تشدیدگر، بهبود یابد و بدین ترتیب به ضریب عبور بیشتری در فرکانس تشدید، دست یابیم.

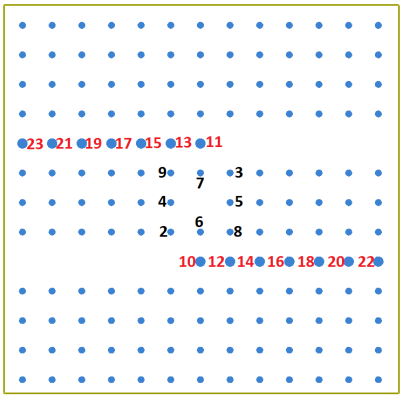


شکل۳: قسمت حقیقی ضریب دی الکتریک مس از داده های Palic.

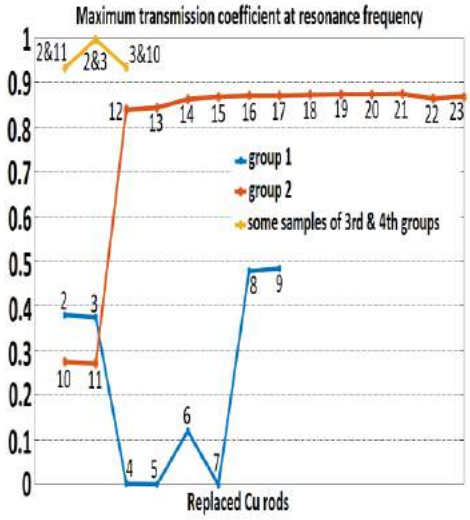
۳- نتایج شبیه سازی

برای پیمایش بهترین مکان برای جایگزینی میله های مسی، در شکل ۴، میله ها را شماره گذاری کرده ایم. میله های ۲ تا ۹ را میله های تشدیدگر، میله های ۱۰ تا ۲۳ را میله های بازتاب کننده و هر جایگزینی میله(ها) با میله(های) مسی را یک حالت می نامیم.

پیمایش را برای چهار دسته ۱-جایگزینی یک میله مسی بجای یکی از میله های تشدیدگر، ۲-جایگزینی یک میله مسی بجای یکی از میله های بازتاب کننده، ۳-جایگزینی یک جفت(دو) میله مسی بجای یک جفت از میله های تشدیدگر و ۴-جایگزینی یک جفت میله مسی بجای یک جفت ترکیبی از میله های تشدیدگر و بازتاب کننده، انجام دادیم. در شکل ۵ مقادیر بیشینه ضریب عبور در محدوده فرکانسی ۱۹۸-۲۰۲ تراهرتز برای تمامی حالات دسته های اول و دوم و به دلیل گستردگی حالات برای دسته های سوم و چهارم، تنها سه مورد از آن ها که موجب بهبود ضریب عبور شده اند، آورده شده است.



شکل۴: شماره گذاری میله های ساختار بلورفوتونی فیلتر باند باریک.

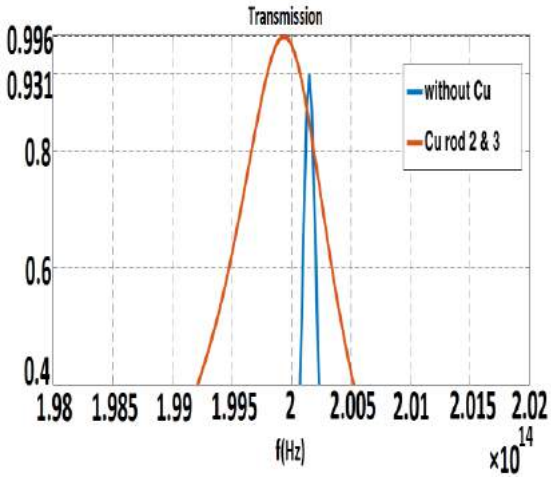


شکل۵: بیشینه ضریب عبور در جایگذاری میله(های) مسی برای تمامی حالات دسته های اول و دوم و سه حالت از دسته های سوم و چهارم.

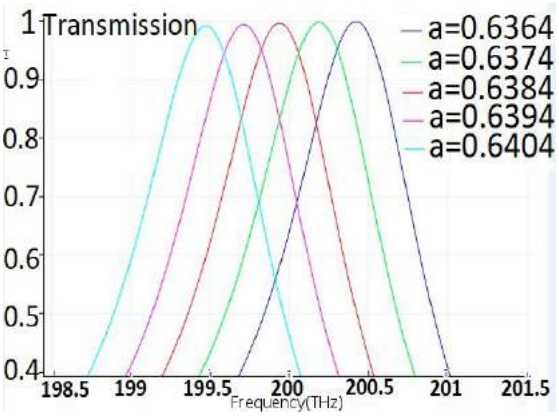
همانطور که از شکل ۵ نمایان است، بهترین ضریب عبور با جایگزینی یک جفت میله مسی بجای میله های شماره ۲ و ۳ حاصل می شود. نمودار ضریب عبور این حالت در شکل ۶ و نتایج شبیه سازی در جدول ۱ بصورت مقایسه ای آورده شده است. در توضیح این حالت، می توان بیان نمود که میله مسی شماره ۲ منجر به تزویج بهتر میدان الکتریکی میان موجبر ورودی و تشدیدگر و میله مسی شماره ۳ منجر به تزویج بهتر میدان الکتریکی میان تشدیدگر و موجبر خروجی در فرکانس تشدید خواهد شد. بهره گیری از این تکنیک منجر می شود که حتی با تغییرات ثابت شبکه که در شکل ۷ آمده است، برخلاف نتیجه ای که درشکل ۸ در [۱۰] آمده است، ضریب عبور بیش از ۹۹ درصد در فرکانس تشدید، حاصل شود. البته در ازای دست یابی به ضریب عبور بسیار بالاتر،

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

ضریب کیفیت فیلتر، شدیداً افت خواهد کرد و فیلتر فوق باند باریک به فیلتر باند باریک مبدل می شود.



شکل۶: نمودار ضرایب عبور فیلتر باند باریک در دوحالت ۱-بدون جایگذاری میله مسی و ۲-جایگذاری یک جفت میله مسی با میله های شماره ۲ و ۳.



شکل۷: نمودار ضرایب عبور فیلتر باند باریک با مقادیر مختلف ثابت شبکه 'a' در واحد میکرومتر .

۴- نتیجه گیری

در این مقاله اثر تکنیک بکارگیری فلز مس در ساختار فیلتر فوق باند باریک مبتنی بر بلورهای فوتونی دو بعدی، جهت دستیابی به حداکثر ضریب عبور، مورد مطالعه قرار گرفت که مشاهده شد با جایگزینی یک جفت میله از جنس مس، ضریب عبور بیش از ۹۹ درصد حاصل می شود. اگرچه ضریب کیفیت فیلتر بشدت کاهش یافت، اما با توجه به مقدار آن، فیلتر باند باریک حاصل شد و به دلیل سازگاری مس با فناوری CMOS و همچنین ابعاد فیلتر، ساخت و بکارگیری آن برای اهداف آینده مخابرات دور برد، بسیار مطلوب است.

جدول ۱: مقایسه نتایج شبیه سازی 2D-FDTD با نتایج [10].

	T	Freq (THz)	Δf_{FWHM} (THz)	$Q = \frac{F}{\Delta f}$
مرجع [۱۰]	۰,۹۵۳	۲۰۰	۱۹۹,۹۳ - ۲۰۰,۰۸	۱۳۳۰
بدون میله مسی	۰,۹۳۱	۲۰۰,۱۵	۲۰۰,۰۸ - ۲۰۰,۲۲	۱۴۱۰
میله ها ۲ و ۳ مسی	۰,۹۹۶	۱۹۹,۹۳	۱۹۹,۳۵ - ۲۰۰,۴۲	۱۹۰

مراجع

[1] S. John, *Strong localization of photons in certain disordered dielectric super-lattices*, **Phys. Rev. Lett**. 58 (23) (1987) 2486–2489.

[2] E. Yablonovitch, *Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics*, **Phys. Rev. Lett**. 58 (20) (1987) 2059–2062.

[3] L. Zeng, et al., *Efficiency enhancement in Si solar cells by textured photonic crystal back reflector*, **Appl. Phys. Lett**. 89 (11) (2006) 3.

[4] S.E. Barkou, J. Broeng, A. Bjarklev, *Silica-air photonic crystal fiber design that permits waveguiding by a true photonic bandgap effect*, **Opt. Lett**. 24 (1) (1999) 46–48.

[5] D.C. Tee, et al., *Efficient, wide angle, structure tuned 1×3 photonic crystal power splitter at 1550 nm for triple play applications*, **J. Lightwave Technol**. 30 (17) (2012) 2818–2823.

[6] Y. Pennec, et al., *Two-dimensional photonic crystal: examples and applications*, Surf. Sci. Rep. 65 (8) (2010) 229-291

[7] C.Z. Li, et al., *A novel comb-like plasma photonic crystal filter in the presence of evanescent wave*, **IEEE Trans. Plasma** Sci. 39 (10) (2011) 1969–1973.

[8] Beiu, R.M., V. Beiu, and Ieee, *Fiber Optic Mechanical Sensor Based on a Triangular-lattice Photonic Crystal*. 2008 **Ieee Photonicsglobal**@Singapore, 2008, pp. 183–186.

[9] K. Goodarzi, A. Mir, *Design and analysis of an all-optical demultiplexer based on photonic crystal*, **Infrared Phys. Technol**. 68 (2015) 193-196

[10] Yuanyuan Wang, et al., *A super narrow band filter based on silicon 2D photonic crystal resonator and reflectors*, **Optics Communications**, vol. 363, pp. 13-20, 2016

[11] H.A. Badaoui, M. Abri, *New design of integrated 2D Photonic crystal narrow band filters using the FDTD-2D method*, **Frequenz** 68 (11–12) (2014) 511–518.

[12] S.P. Li, et al., *A tunable terahertz photonic crystal narrow-band filter*, **IEEE Photon Technol. Lett**. 27 (7) (2015) 752-754.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

طراحی و شبیه سازی گیت‌های منطقی گرافن پلازمونیکی مادون قرمز با زیرلایه نیترید بور شش گوشه

رحیم برومندی، عبّـاس ظریفکار و مهدی میری

شیراز. دانشگاه شیراز. دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر. بخش مخابرات و الکترونیک

چکیده – در این مقاله به طراحی و شبیه سازی گیت‌های گرافن پلازمونیکی *AND* و *OR* با زیرلایه نیترید بور شش گوشه پرداخته شده است. در این گیت‌ها پلازمون پلازیتون‌های سطحی به وسیله موج ورودی با فرکانس *40THz* با پلاریزاسیون *TM* در حالتی که پتانسیل شیمیایی نوارهای گرافنی در موجبر حدود *0.3ev* تنظیم شده است، تحریک شده اند. استفاده از نیترید بور شش گوشه به جای دی اکسید سیلیکون به عنوان زیرلایه، تلفات کمتر پلازمون پلاریتون‌های سطحی را نتیجه می‌کند. نتایج شبیه سازی نشان می‌دهند که نسبت تمایز برای گیت های*AND* و *OR* با زیرلایه دی اکسید سیلیکون به ترتیب برابر *28dB* و *25dB* و تلفات الحاقی برابر *14dB* و *21dB* می‌باشد در حالی که نسبت تمایز گیت های *AND* و*OR* پیشنهادی با زیرلایه نیترید بور شش گوشه به ترتیب برابر*34dB* و *29dB* و تلفات الحاقی برابر *9.7dB* و *4.3dB* است. نتایج بدست آمده حاکی از بهبود نسبت تمایز و تلفات الحاقی و در عین حال ابعاد کوچکتر برای گیتهای منطقی مورد نظر است.

کلید واژه- گرافن، پلازمونیک، گیت‌های منطقی نوری، نیترید بور شش گوشه

Design and Simulation of Graphene-Based Plasmonic Infrared Logic Gates with Hexagonal Boron Nitride Substrate

Rahim Borumandi, Abbas Zarifkar and Mehdi Miri

Shiraz, Shiraz University, School of Electrical and Computer Engineering, department of Communications and Electronics

Abstract- In this paper, design and simulation of AND and OR graphene plasmonic gates with hexagonal boron nitride substrate is presented. In these gates, surface plasmon polaritons are excited by a 40THz incoming wave with TM polarization while the chemical potential of graphene strips is tuned about 0.3ev. Utilizing of thin layers of hexagonal boron nitride instead of silicon dioxide as substrate allows less propagation loss of surface plasmon polaritons. Simulation results show that the extinction ratios for AND and OR gates with silicon dioxide substrate are 28dB and 25dB and the insertion losses are 14dB and 21dB, respectively, while the extinction ratios of the proposed AND and OR gates with hexagonal boron nitride substrate are 34dB and 29dB and the insertion losses are 9.7dB and 4.3dB, respectively. Our numerical results show considerable improvement in extinction ratio and insertion loss of the presented logic gates along with the advantage of smaller dimensions.

Keywords: Graphene, plasmonic, optical logic gates, hexagonal boron nitride

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

پلازمونیک به عنوان روشی جهت کارکردن در ابعاد کسری از طول موج و غلبه بر محدودیت تفرق نور[۱] شناخته شده است. اساس ادوات پلازمونیکی انتشار پلازمون پلاریتون های سطحی[۲] بین سطح دی‌الکتریک و فلز می باشد. مدهای سطحی ایجاد شده به وسیله فلزات نجیب مانند طلا و نقره در محدوده نور مرئی قرار دارند. برای ایجاد مدهای سطحی با فرکانس کمتر، فلزات نجیب دارای تلفات زیادی می باشند[2]-[1].

از طرفی با کارگیری گرافن که دارای ویژگی‌های بارزی از جمله تلفات کمتر، محبوس‌شدگی بیشتر پلازمون پلاریتون‌های سطحی گرافن[۳] و تنظیم پذیری می باشد، امکان ایجاد مدهای سطحی گرافنی با فرکانس کمتر و کیفیت مورد قبول فراهم می شود. تلفات کمتر در گرافن از سرعت بالای حامل ها در آن ناشی می شود. همچنین تنظیم‌پذیری مدهای سطحی‌گرافن ناشی از مقدار موهومی رسانایی گرافن است، که این مقدار موهومی به فرکانس کاری، زمان استراحت حامل و پتانسیل شیمیایی بستگی دارد[5]-[3]. اغلب ویژگی‌های مطلوب گرافن از جمله محبوس‌شدگی بیشتر مدهای سطحی گرافن در ادوات پلازمونیکی در صورتی به دست می آیند که لایه گرافن تک لایه مورد استفاده در ادوات پلازمونیکی، بسیار خالص باشد. درعین حال زیرلایه ی گرافن نقش مهمی در کیفیت ادوات پلازمونیکی دارد. در سال‌های اخیر به جای استفاده از دی اکسید سیلیکون(SiO_2) که دارای سطحی ناهموار است از عایقی جدید به نام نیترید بور شش گوشه (h-BN[۴]) ، به عنوان زیرلایه ی گرافن در ادوات گرافن پلازمونیکی استفاده می‌شود. این عایق جدید همانند گرافن دارای ساختار دوبعدی است و از طرفی این عایق خواص نوری بهتری نسبت به دی اکسید سیلیکون دارد [6].

۲- تئوری کار

گرافن برحسب مقدار پتانسیل شیمیایی اش که از طریق بایاس‌الکتریکی یا آلایش[۵] تغییر می کند، بر طبق فرمول کوبو می تواند به عنوان عایق یا رسانا عمل کند [7]. برای انتشار مد TM، پتانسیل شیمیایی گرافن(u_c) باید از مقدار آستانه $\frac{\bar{h}w}{2}$ بیشتر باشد که در آن w فرکانس زاویه‌ای و $\bar{h}$ ثابت پلانک کاهش یافته است [7].

در مرجع [8] گیت گرافن پلازمونیکی با زیرلایه دی اکسید سیلیکون شبیه سازی شده است که فرکانسی کاری آن در ناحیه تراهرتز (6THz) می باشد. برخلاف زیر لایه‌های متداولی چون دی‌اکسید سیلیکون برای گرافن که از سطح ناهمواری برخوردار می باشد، نیترید بور شش گوشه دارای سطحی صاف و هموار است. برخلاف مواد سه‌بعدی متداول همانند دی‌اکسید سیلیکون، نیترید بور شش گوشه همانند گرافن ماده‌ای دوبعدی است. خصوصیت دوبعدی بودن نیترید بور شش گوشه به همراه سطح صاف و هموار،[۶] سبب کاهش نرخ پراکندگی حامل‌ها، افزایش تحرک حامل‌ها و خواص نوری بهتر در ادوات گرافنی می‌شود[9]. بنابراین، در این مقاله، گیت‌های گرافن پلازمونیکی در فرکانس کاری مادون قرمز(40THz) با زیرلایه نیترید بور شش گوشه طراحی و شبیه سازی شده و مشخصات آن با گیت‌های گرافن پلازمونیکی با زیرلایه ی دی اکسید سیلیکون مقایسه می شود.

۳- طراحی و شبیه‌سازی

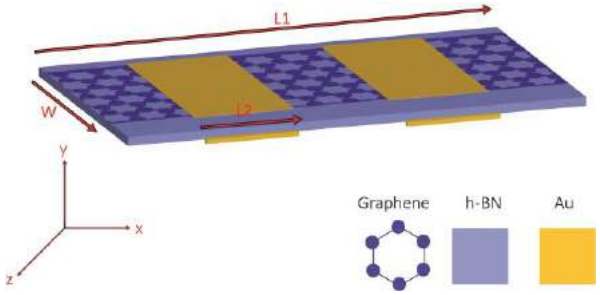
ساختار گیت AND پیشنهادی در شکل ۱ نشان داده شده است. همانطور که در این شکل دیده می شود، گیت AND از یک نوار گرافنی مستطیل شکل که برروی آن دو پنجره‌کنترلی با الکترودهایی از جنس طلا قرار داده شده، تشکیل شده است. عرض نوار گرافن و پنجره‌های کنترلی W=150nm، طول نوار گرافنی L_1 =1200nm، طول پنجره‌های کنترلی L_2=250nm و ضخامت زیرلایه نیترید بور شش گوشه 0.3nm است. با اعمال ولتاژ مناسب

---

[۱] Light diffraction
[۲] Surface plasmon polaritons
[۳] Graphene surface plasmon polaritons
[۴] Hexagonal Boron nitride
[۵] Dopping
[۶] Scattering rate

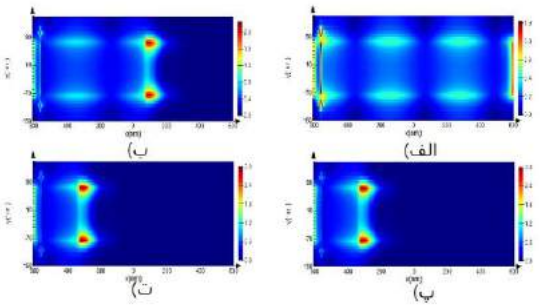
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

به الکترودها، پتانسیل شیمیایی گرافن برای حالت انتشار 0.35ev و برای حالت قطع 0.03ev تنظیم شده است.



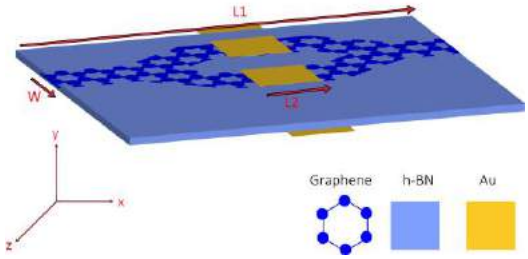
شکل۱: گیت AND با زیرلایه نیترید بور شش گوشه، با اعمال ولتاژ از طریق الکترودهای طلا و تغییر پتانسیل شیمیایی انتشار مدهای سطحی گرافن کنترل شده و گیت منطق AND حاصل شده است.

شبیه سازی، با روش تفاضل محدود در حوزه ی زمان[۷] انجام شده است. پروفایل میدان الکتریکی در حالات منطقی مختلف برای گیت AND در شکل ۲ نشان داده شده است.



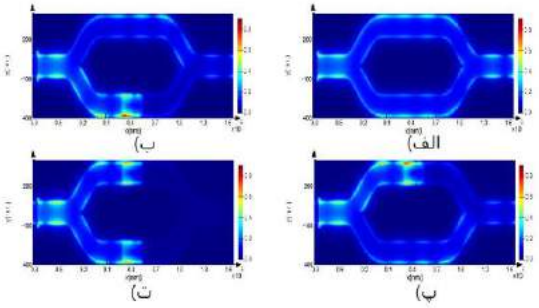
شکل ۲: پروفایل میدان الکتریکی در حالت‌های منطقی مختلف گیت AND الف) پروفایل میدان گیت در حالت (1,1) ب) پروفایل میدان گیت در حالت (1,0) پ) پروفایل میدان گیت در حالت (0,1) ت) پروفایل میدان گیت در حالت (0,0).

ساختار گیت OR پیشنهادی درشکل۳ دیده می شود. ساختار گیت OR در واقع مشابه یک تداخلگر ماخ-زندر می‌باشد که با تغییر پتانسیل شیمیایی گرافن از طریق پنجره‌های کنترلی قادر به کنترل انتشار مدهای سطحی خواهیم بود. در واقع اعمال بایاس الکتریکی به منزله‌ی منطق یک و عدم بایاس الکتریکی بیانگر منطق صفر می باشد. عرض نوار گرافنی و پنجره های کنترلی W=150nm، طول ماخ-زندر L_1=2600nm ، طول پنجره-های کنترلی L_2=250nm و ضخامت زیرلایه نیترید بور شش گوشه 0.3nm می‌باشد. پتانسیل شیمیایی گرافن برای حالت انتشار 0.2ev و برای حالت قطع 0.03ev تنظیم شده است. برای حالتی که زیرلایه دی اکسید سیلیکون انتخاب شود، با کاهش ضخامت زیرلایه به زیر200nm، با افزایش شدید تلفات و عدم انتشار مدهای سطحی مواجه خواهیم بود و لذا ضخامت برابر با 200nm انتخاب‌شده‌است.



شکل۳: گیت OR با زیرلایه نیترید بور شش گوشه، پنجره‌های کنترلی در دو بازوی ماخ-زندر با تغییر پتانسیل شیمیایی نقش کنترل انتشار مدهای سطحی و پیاده سازی منطق OR را ایفا می‌کند.

نتایج شبیه سازی برای پروفایل میدان در گیت OR پیشنهادی ، در شکل ۴ آمده است.



شکل۴: پروفایل میدان الکتریکی در حالت‌های منطقی مختلف گیت OR الف) پروفایل میدان گیت در حالت (1,1) ب) پروفایل میدان گیت در حالت (1,0) پ) پروفایل میدان گیت در حالت (0,1) ت) پروفایل میدان گیت در حالت (0,0).

به منظور مقایسه مشخصات گیتهای AND و OR طراحی شده برای دوحالتی که دی اکسید سیلیکون و نیترید بور

[۷] Finite-Difference Time-Domain

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

شش گوشه به عنوان زیرلایه انتخاب شوند، نتایج شبیه سازی برای نسبت تمایز[۸](نسبت توان خروجی گیت‌های منطقی در حالت ارزش منطقی یک به توان خروجی در حالت ارزش منطقی صفر برحسب واحد دسیبل[۹])، تلفات الحاقی[۱۰](کاهش توان سیگنال نوری ورودی کوپل شده در عبور از گیت‌های منطقی برحسب واحد دسیبل)و تلفات مد پایه(تلفات مدهای حل شده برحسب واحد دسیبل بر سانتی متر در نرم افزار لومریکال) در جدول ۱ ارائه شده است.

جدول۱: مقایسه بین گیت‌های منطقی با زیرلایه‌های مختلف

نوع گیت	زیرلایه	نسبت تمایز	تلفات الحاقی	تلفات مد پایه
AND	SiO_2	28dB	14dB	10534dB/cm
OR	SiO_2	25dB	21dB	14165dB/cm
AND	h-BN	34dB	9.7dB	10204dB/cm
OR	h-BN	29dB	4.3dB	13960dB/cm

همان طور که در این جدول مشاهده می‌شود، استفاده از نیترید بور شش گوشه باعث کاهش تلفات الحاقی و بهبود قابل توجه نسبت تمایز شده است که دلیل آن را می توان خواص نوری بهتر نیترید بور شش گوشه نسبت به دی-اکسید سیلیکون دانست. از سوی دیگر، برای حالتی که دی اکسید سیلیکون به عنوان زیرلایه انتخاب شده است، ضخامت زیرلایه را نمی توان کمتر از 200nm انتخاب کرد زیرا تلفات مدهای سطحی بسیار زیاد شده و طول انتشار آنها بسیار کاهش می یابد تا جایی که مد پلازمونیکی در گیت‌ها منتشر نخواهد گشت. اما با انتخاب نیترید بور شش گوشه به عنوان زیرلایه ، با ضخامت 0.3nm ، تلفات کمی برای مدهای سطحی حاصل می شود.

۴- جمع بندی

بنابراین، استفاده از نیترید بور شش گوشه نه تنها تلفات کمتر و نسبت تمایز بهتری را رقم می‌زند بلکه به دلیل ابعاد کوچکتر، از نظر فشرده‌سازی ادوات پلازمونیکی بسیار مناسبتر خواهد بود، تا جایی که می توان گیت‌های منطقی طراحی شده را در زمره گیت‌های گرافن پلازمونیکی دوبعدی در نظر گرفت.

مراجع

[1] J.-S. Gómez-Díaz and J. Perruisseau-Carrier, "Graphene based plasmonic switches at nearinfrared frequencies,"Optics express, vol. 21, pp. 15490-15504, 2013.

[2] C.-H. Hsieh, K.-P. Lin, and K.-C. Leou, "Design of a Compact High-Performance ElectroOptic Plasmonic Switch," IEEE Photonics Technology Letters, vol. 27, pp.2473-2476,2015.

[3] Q. Bao and K. P. Loh, "Graphene photonics, plasmonics,and broadband optoelectronic devices," ACS nano, vol. 6, pp.3677-3694,2012.

[4] A. Farmani, M. Miri, and M. H. Sheikhi, "Tunable resonant Goos–Hänchen and Imbert–Fedorov shifts in total reflection of terahertz beams from graphene plasmonic metasurfaces,"JOSA B, vol. 34, pp. 1097-1106, 2017.

[5] K. Jamalpoor, A. Zarifkar, and M. Miri, "Application of graphene second-order nonlinearity in THz plasmons excitation," Photonics and Nanostructures-Fundamentals and Applications,2017.

[6] K. S. Novoselov, V. Fal, L. Colombo, P. Gellert, M. Schwab, and K. Kim, "A roadmap for graphene," nature, vol. 490, pp. 192-200, 2012.

[7] D. A. Kuzmin, I. V. Bychkov, V. G. Shavrov, and L. N. Kotov, "Transverse-electric plasmonic modes of cylindrical graphene-based waveguide at near-infrared and visible frequencies," Scientific Reports, vol. 6, no. 1, 2016.

[8] M. Yarahmadi, M. K. Moravvej-Farshi, and L. Yousefi,"Subwavelength graphene-based plasmonic THz switches and logic gates," IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology, vol. 5, pp. 725-731, 2015.

[9] E. Kan, H. Ren, F. Wu, Z. Li, R. Lu, C. Xiao, et al., "Why the band gap of graphene is tunable on hexagonal boron nitride," The Journal of Physical Chemistry C, vol. 116,pp.3142-3146, 2012.

[۸] Extinction ratio

[۹] Decibel

[۱۰] Insertion loss

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

تولید سالیتون مولکول در آرایه خطی لیزری فیبر نوری

اکرم نیک نفس *[۱،]، حسین روح الامینی نژاد[۲]، علیرضا بهرامپور[۳]

۱،۲ ایران، کرمان، دانشگاه شهید باهنر، دانشکده فیزیک

۳ ایران، تهران، دانشگاه صنعتی شریف، دانشکده فیزیک

چکیده - در این مقاله تولید سالیتون مولکول در آرایه خطی لیزری فیبر نوری مورد بررسی قرار گرفته است. برای این هدف فیبرهای خاصی از آرایه توسط پالس گوسی برانگیخته شدند. فیبر مرکزی آرایه توسط عناصر خاکی نادر مانند عناصر خاکی نادر مانند *Er* یا *Yb* تقویت شده است. آرایه های فیبرنوری پتانسیل خوبی برای کنترل و مهندسی سیستم دارند و تولید سالیتون در آرایه لیزری فیبر نوری نسبت به سایر روشها بسیار کارآمدتر است. از طرفی تولید سالیتون های پایدار و قدرتمند در آرایه فیبر نوری توسط معادله گینزبرگ- لانداو مختلط به خوبی قابل توضیح است. در پاشندگی نرمال و با در نظرگرفتن مجموعه خاصی از پارامترها، سالیتون مولکول در فیبر مرکزی آرایه خطی ایجاد می شود. محاسبه عددی انرژی قیدی نشان میدهد که سالیتون مولکولهای ایجاد شده پایدار هستند.

کلید واژه: سالیتون مولکول، آرایه فیبر نوری، پالس گوسی، معادله گینزبرگ- لانداو

Generation of Soliton Molecules in Linear Fiber Laser Array

Akram Niknafs*, [1], Hossein Rooholamininejad[2], Alireza Bahrampour[3]

1, 2 Faculty of Physics, Shahid Bahonar University of Kerman, Kerman, Iran

3 Sharif University of Technology, Department of Physics, Tehran, Iran

Abstract: In this paper, generation of soliton molecule in a linear fiber laser array is investigated. For this purpose, certain fibers of this array are excited by Gaussian pulses. The central fiber of the fiber laser array is doped with rare-earth elements such as Er or Yb. Fiber arrays has powerful potential for system management and soliton generation in fiber laser array is useful compared to other methods. Furthermore, the generation of robust and stable soliton molecules in fiber array can be well described by cubic-quintic complex Ginzburg-Landau equation. With a specific set of parameters for the system in the normal dispersion regime, soliton molecules are investigated in the central fiber of linear fiber laser array. Numerical calculation of binding energy shows that generated soliton molecules are stable.

Keywords: Soliton Molecules, Optical fiber array, Gaussian pulse, Ginzburg-Landau Equation

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

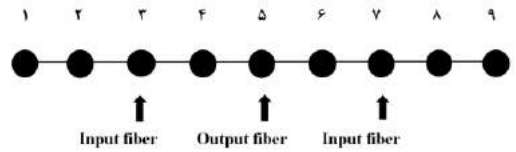
مشاهده امواج سالیتونی برای اولین بار در سال ۱۹۳۸ گزارش شد [۱]. این دسته امواج در شرایط خاصی ایجاد شده و به دلیل وجود تعادل بین اثر غیرخطی کر و پاشندگی در محیط درطول انتشار تغییر شکل نمی دهند. در این بین سالیتونهای اتلافی در اپتیک و لیزر جایگاه مهمی را به خود اختصاص دادند. این سالیتونها به دلیل وجود تعادل بین بهره و اتلاف از یک سو و اثر کر و پاشندگی از سوی دیگر تشکیل می‌شوند و می‌توانند مسافت طولانی را با شکل ثابت طی کنند. این ویژگی مهم باعث شده است که در علوم مختلف مورد توجه خاص قرار بگیرند [۲].

از طرفی با توجه به نیاز روزافزون در حوزه مخابرات و انتقال اطلاعات در سرتاسر جهان، اخیرا روشهای جدید برای کدبندی اطلاعات مورد توجه قرار گرفته است. هدف این است که در بستر فیبر نوری و با کمترین هزینه برای توسعه زیرساختها، امکان ارسال اطلاعات بیشتر فراهم شود. یک راه پیشنهاد شده برای این مشکل، استفاده از سالیتون مولکولها برای کدبندی اطلاعات است. با این تکنولوژی میتوان بجای کدبندی در مبنای دو (با پایه صفر و یک)، کدبندی را در مبنای سه (با پایه صفر، یک و دو) و یا بیشتر انجام داد[۳]. به این ترتیب سرعت انتقال داده‌ها چندین برابر افزایش پیدا می‌کند و این هدف به کمک سالیتون مولکولها می‌تواند محقق شود. سالیتون مولکول، ترکیبی از چند سالیتون است که با کمک شرایط محیطی بین آنها انرژی قیدی ایجاد شده‌است و هم‌زمان منتشر می‌شوند.

ازسوی دیگر آرایه‌های فیبرنوری غیرخطی در دهه‌های اخیر به عنوان یک ابزار مفید و دردسترس برای مطالعه پدیده‌های غیرخطی مورد استفاده قرارگرفته‌اند. این آرایه ها تاکنون در شکلهای تخت، دایروی و بیضوی مورد بررسی قرار گرفته‌اند و قابلیت خوبی برای کنترل و فشرده سازی انواع پالس دارند[۴]. انتشار موج در آرایه‌های فیبر نوری تحت تاثیر پراکندگی، گسستگی و آثار غیرخطی صورت می‌گیرد و می‌توان با در نظر گرفتن خصوصیات فیزیکی آرایه و مواد مورد استفاده در ساخت آن، شرایط خاصی راکه برای تولید وانتشار سالیتون مولکول نیاز است در یک آرایه فیبر نوری ایجاد نمود. در این مقاله به تولید سالیتون مولکولها در آرایه‌های فیبرنوری می‌پردازیم.

۲- توضیح مدل

سیستم مورد بررسی یک آرایه خطی فیبرنوری است که از ۹ عدد فیبرنوری تشکیل شده و هر فیبر با دو فیبر کناری جفت شده‌است (شکل ۱). فیبرهای شماره ۳ و ۷ به عنوان فیبر ورودی درنظرگرفته شده‌اند. سالیتون مولکول درفیبرمرکزی (شماره ۵) تولید می‌شود و همین فیبر را برای گرفتن خروجی از سیستم انتخاب می‌کنیم.



شکل ۱: آرایه فیبرنوری تخت که شامل ۹ عدد فیبرنوری است. فیبرهای شماره ۳ و ۷ به عنوان ورودی درنظرگرفته شده و فیبرمرکزی به عنوان خروجی استفاده می‌شود.

از دیدگاه ریاضی سالیتون‌ها با معادلات مختلفی از جمله معادله غیرخطی شرودینگر و معادله گینزبرگ-لانداو مورد بررسی قرار می‌گیرند. معادله گینزبرگ-لانداو و جوابهای سالیتونی آن نیز در مقالات متعددی به تفضیل مورد بحث قرار گرفته‌اند. این سالیتون‌ها شکل‌های متنوعی از جمله گوسی، سوپر گوسی، Cosh و Tanh دارند[۵و۶]. در این میان سالیتون‌های گوسی به دلیل کاربرد فراوان در مخابرات و فیبرهای نوری به صورت خاص مطالعه شده‌اند[۷]. در این کار پژوهشی از معادله cubic - quintic Ginzburg - Landau equation (CQGLE) استفاده شده است و با افزودن جملات جفت‌شدگی بین فیبرها معادله نهایی مورد استفاده به شکل زیر است:

$$i\frac{\partial E_n}{\partial z}+\left(\frac{D}{2}-i\beta\right)\frac{\partial^2 E_n}{\partial t^2}+(1-i\varepsilon)\,|E_n|^2E_n +(\nu-i\mu)\,|E_n|^4E_n+(E_{n+1}+E_{n-1})\,C=i\delta\,E_n \qquad (1)$$

در این معادله E_n دامنه میدان الکتریکی نرمالیزه شده با توان قله میدان P_0 در فیبر شماره n است. طول پراکندگی در فیبرنوری به صورت $L_D=\frac{T_0^2}{|\beta_2|}$ تعریف می‌شود که

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

β_2 پارامتر پراکندگی سرعت گروه در فیبر و T_0 پهنای تپ در نصف ارتفاع قله است. متغیر Z به صورت $Z=\frac{z}{L_D}$ و t با T_0 نرمالیزه شده اند. همچنین β، ε و δ به ترتیب فیلترطیفی، بهره غیرخطی وضریب افت خطی در فیبر هستند. اشباع بهره غیرخطی و ضریب شکست غیرخطی نیز با ν و μ نشان داده می‌شوند. همه این ضرایب در تمام فیبرها یکسان درنظرگرفته شده‌اند و فقط ضریب بهره غیرخطی فیبر مرکزی ممکن است با بقیه فیبرها متفاوت باشد. D علامت پارامتر پراکندگی است، که $D=-1$ نشان‌دهنده محیط با پاشندگی نرمال و $D=+1$ نشان دهنده پاشندگی آنومالوس می‌باشد. ضریب جفت شدگی c نیز به صورت $C=cL_D$ نرمالیزه می‌شود[۲].

۳- تولید سالیتون مولکول در آرایه فیبرنوری لیزری تخت با پالس گوسی

مهمترین خصوصیت آرایه‌های فیبرنوری تونل‌زنی بین فیبرها است که دلیل اصلی همپوشانی میدانهای الکتریکی و تامین اختلاف فاز مورد بین سالیتون‌ها و در نهایت تولید سالیتون مولکول می‌باشد. استفاده از عناصر خاکی نادر مانند Er یا Yb در ساخت فیبرها باعث می‌شود شدت پالس ورودی و امواجی که از طریق تونل زنی وارد فیبر می‌شوند تقویت شود.

۳-۱ سالیتون مولکول دوتایی

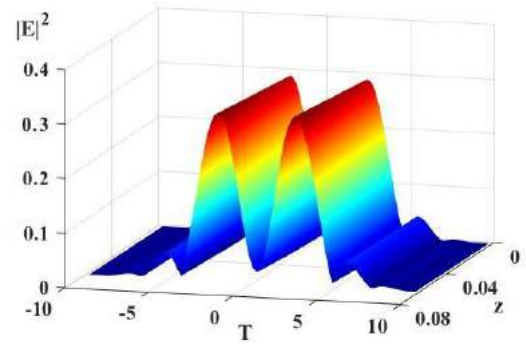
همانگونه که قبلا اشاره شد ازجمله امواجی که می‌توانند به صورت سالیتون در محیط‌های غیرخطی منتشر شوند امواج گوسی هستند. در این کار پژوهشی نیز از دو پالس گوسی مشابه به عنوان ورودی در دو فیبر شماره ۳ و ۷ استفاده می‌شود.

$$E_{3(z=0,t)}=A\exp\left(-\frac{t^2}{2}\right)$$
$$E_{7(z=0,t)}=A\exp\left(-\frac{t^2}{2}\right) \quad (۲)$$

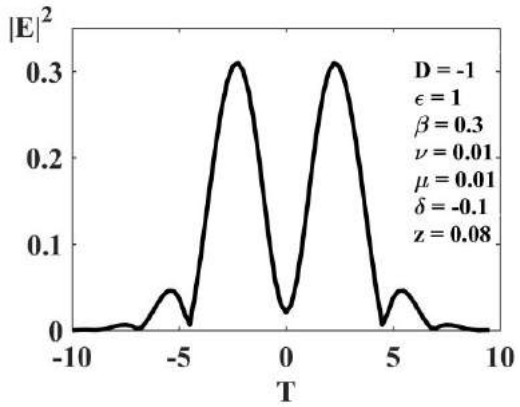
که A دامنه موج ورودی است. برای انتخاب بقیه پارامترهای مربوط به معادله CQGLE از حل‌های دقیق این معادله و همچنین مطالعات انجام شده در زمینه سالیتون‌مولکول استفاده شده‌است[۶و۸]. معادله CQGLE را برای $n=1,2,3,..,9$ و به ازای $A=2$ و $C=1$ حل می‌کنیم. بادسته‌پارامترهای زیردرطول نرمالیزه $z=0.08$ درفیبرمرکزی سالیتون‌مولکول دوتایی پایدارتولید می‌شود:

$$(D,\varepsilon,\beta,\nu,\mu,\delta)=(-1,1,0.3,0.01,-0.01,-0.1).$$

مقدار پارامترها در همه فیبرها یکسان و تعداد دور لیزر ۳۲ می‌باشد. در شکل ۲ انتشار و همچنین مقطع سالیتون مولکول دوتایی نشان داده شده است.



(آ)



(ب)

شکل ۲: (آ) سالیتون مولکول دوتایی که در فیبر مرکزی آرایه تخت تولید شده است. (ب) شکل خروجی سالیتون مولکول دوتایی.

برهم‌کنش بین سالیتون‌های اولیه در تشکیل سالیتون-مولکول نقش اصلی را بازی می‌کند و درصورتی‌که فاصله بین فیبرها زیاد باشد سالیتون‌مولکول پایداری لازم را پیدا نمی‌کند. در موارد عملی این برهم‌کنش در مقیاس

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

میکرومتر اتفاق می‌افتد. میزان انرژی سالیتون مولکول کمتر از انرژی سالیتون‌های تشکیل دهنده مولکول در حالت جدا از هم است. به تفاوت میان این دو انرژی، انرژی قیدی می‌گوییم. انرژی قیدی معمولا برحسب درصد بیان می‌شود. انرژی قیدی سالیتون مولکول دوتایی نشان داده شده در شکل ۲ به میزان $\Delta E = -6\%$ محاسبه شده است.

در حالت کلی سالیتون مولکول نسبت به تغییر پارامترها بسیار حساس می‌باشد و با تغییرات بسیار کوچک در مقادیر پارامترها سالیتون مولکول پایداری و تعادل را از دست می‌دهد.

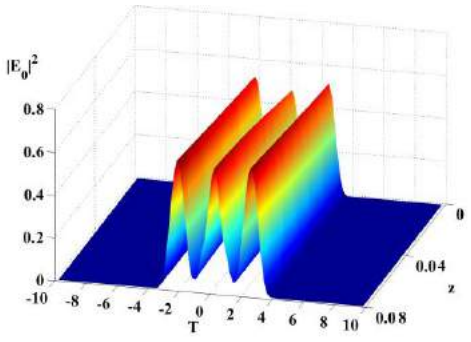
۲-۳ سالیتون مولکول سه تایی

با تغییر پارامترها می‌توان مرتبه های بالاتر سالیتون مولکول را نیز در فیبرمرکزی آرایه بدست آورد. نکات مهم در تعداد سالیتون مولکولها یکی تعداد و نوع پالسهای ورودی است و دیگر افزایش شدت پالس ترکیبی بر اثر تقویت که باعث شکست دامنه به قسمت‌های کوچکتر و کنار هم قرار گرفتن سالیتون‌ها ودرنهایت تشکیل سالیتون مولکول مرتبه بالاتر می‌شود.

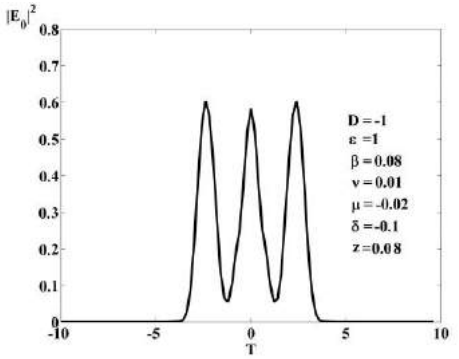
با تنظیم پارامترهای زیر در طول نرمالیزه $z = 0.08$ در فیبرمرکزی سالیتون مولکول سه‌تایی پایدار تولید می‌شود:

$$(D, \varepsilon_0, \varepsilon, \beta, \nu, \mu, \delta) = (-1,1,0,0.08,0.01,-0.02,-0.1).$$

فقط پارامتر تقویت غیرخطی درفیبرمرکزی با سایر فیبرها متفاوت است که با ε_0 مشخص شده‌است. تعداد دور لیزر ۱۸ و انرژی قیدی سالیتون مولکول تولید شده $\Delta E = -4.5\%$ می‌باشد. در شکل ۳ انتشار و همچنین مقطع سالیتون مولکول سه تایی نشان داده شده است.



(آ)



(ب)

شکل۳: (آ) سالیتون مولکول سه تایی که در فیبر مرکزی آرایه تخت تولید شده است. (ب) شکل خروجی سالیتون مولکول سه تایی.

۴- نتیجه‌گیری

دراین پژوهش با تنظیم پارامترهای آرایه خطی لیزری فیبر نوری و استفاده از پالس گوسی به عنوان ورودی، سالیتون مولکولهای دوتایی و سه‌تایی پایدار در فیبر مرکزی این آرایه تولید شده است. نکته مهم در تولید این سالیتون مولکولها، پایدار بودنشان با توجه به انرژی قیدی محاسبه شده‌است که استفاده از آنها رادرصنعت مخابرات امکان پذیر می‌کند.

مراجع

[1] J.S. Russell, *Report of the fourteenth meeting of the British Association for the Advancement of Science*, York, 1844(London 1845), pp. 311-390, plates XLVII-LVII.

[2] G.P. Agrawal, *Fiber-Optic Communications System*, Third Edition, John Wiley & Sons, 2002.

[3] F. Mitschke, A. Hause, C. Mahnke, *Soliton molecules for advanced optical telecommunications*, Eur. Phys. J. Special topics 225 2453, 2016.

[4] S. Shakeri, A. Niknafs, H. rooholamininejad, and A. Bahrampour, *Generation and compression of dissipative soliton using Fiber Arrays*, Optical Fiber Technology, 33 1-6, 2017.

[5] N.N. Akhmediev, A. Ankiewicz, *Multisoliton Solutions of the Complex Ginzburg-landau equation*, Phys. Rev. Lett, 21, 1997.

[6] N.N. Akhmediev, V. V. Afanasjev, J. M. Soto-Crespo, *Singularities and special soliton solutions of the cubic-quintic complex Ginzburg-Landau equation*, Phys. Rev. E, 53, 1996

[7] A. Biswas, *DYNAMICS OF GAUSSIAN AND SUPER-GAUSSIAN SOLITONS IN BIREFRINGENT OPTICAL FIBERS*, PIER, 33, 2001

[8] N.N. Akhmediev, A. Ankiewicz, J. M. Soto-Crespo, *Stable soliton pairs in optical transmission linas and fiber lasers*, J. Opt. Soc, 15, 1998

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

اثر میدان الکتریکی خارجی بر میزان ماده برداری لیزری از هدف برنج در محیط آب دیونیزه

عطیه خسروی، حسین مظفری، محمد حسین مهدیه

دانشکده فیزیک، دانشگاه علم و صنعت ایران، نارمک، تهران، ایران

چکیده – در این مقاله تاثیر میدان الکتریکی *DC* خارجی بر میزان ماده‌برداری لیزری مورد بررسی قرار گرفته است. نمونه‌ی مورد بررسی از آلیاژ برنج (٪۳۵ روی – ٪۶۵ مس) می‌باشد که در محیط آب مورد تابش پرتو یک لیزر *Nd:YAG* با طول پالس ۱۰ نانوثانیه، فرکانس ۱۰ هرتز و با ۱۵۰۰ پالس قرار گرفته است. تابش‌دهی در دو شرایط بدون اعمال میدان الکتریکی و با اعمال میدان الکتریکی بصورت عمود بر مسیر پرتو لیزر انجام شده است. حفره‌های ایجاد شده بر روی هدف و خواص نوری محلول کلوئیدی حاوی نانوذرات به ترتیب با استفاده از میکروسکوپ نوری و طیف سنج جذبی اپتیکی *UV- Vis* مورد مطالعه قرار گرفت. نتایج نشان می‌دهد آهنگ ماده‌برداری لیزری از هدف برنجی در حضور میدان الکتریکی به میزان قابل توجهی افزایش می‌یابد.

کلید واژه- آلیاژ برنج، آهنگ ماده‌برداری، لیزر پالسی نانوثانیه، ماده‌برداری لیزری، میدان الکتریکی خارجی.

The effect of external electric field on the ablation rate from the brass target in deionised water

Khosravi Atiyeh, Mozaffari Hossein, Mahdieh Mohammad Hossein

Department of Physics, Iran University of Science and Technology, Narmak, Tehran Iran

Abstract- In this paper the effect of external DC electric field on the ablation rate was studied. The sample is brass alloys (35% Zn - 65% copper), which is exposed to radiation from a Nd:YAG laser beam with pulse duration of 10 ns and 10Hz repetition rate. Furthermore, in each case, the target was irradiated by laser beam with 1500 pulses for a total time of 2.5min. The radiation was carried out in two conditions, with and without the electric field perpendicular to the laser beam path. The craters formed on the target and the optical properties of the colloid solution containing nanoparticles were studied using optical microscopy and UV-Vis optical absorption spectrometry, respectively. The results show that the external electric field can significantly influence the ablation rate and consequently the concentration of nanoparticles in water.

Keywords: Brass alloy, ablation rate, nanosecond pulse laser, laser ablation, external electric field.

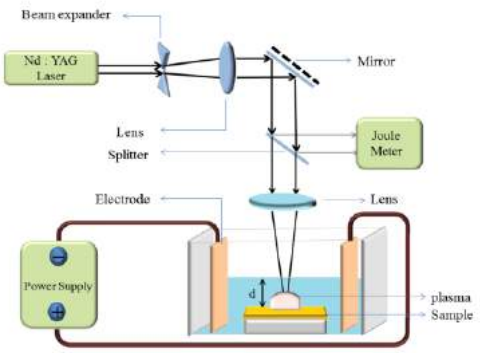
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

مواد در ابعاد نانو، خواص منحصر به‌فردی در مقابل شرایط توده دارند. یکی از روش‌های متداول برای تهیه‌ی نانوذرات، استفاده از پرتو لیزرهای پالسی و بر هم‌کنش آن‌ها با مواد می‌باشد. این روش تحت عنوان "کندوسوز لیزری" شناخته می‌شود و با استفاده از آن انواع نانوذرات اعم از دی الکتریک‌ها، نیمه رساناها و فلزات ساخته شده است[۱]. یکی از خصوصیات نانوذرات فلزی، برجسته بودن تشدید پلاسمون سطحی در آن‌ها می‌باشد. به عنوان مثال نانوذرات برنج (آلیاژ روی- مس) دارای تشدید پلاسمون سطحی پایداری می‌باشد[۲]. در دهه‌های اخیر مطالعات بسیاری بر روی کندوسوز لیزری انجام شده است. در کندوسوز لیزری در محیط مایع که اخیرا بسیار مورد توجه قرارگرفته است، از مایعات به‌عنوان محیط واکنش استفاده می‌شود. هدف در داخل یک مایع که می‌تواند آب یا سیالات آلی باشد، قرار می‌گیرد و پرتوی متمرکز لیزری بر سطح آن تابیده می‌شود[۳]. این روش با وجود مزیت‌های فراوان دارای محدودیت‌هایی است. مهم‌ترین محدودیت سرعت تولید نسبتا کم، (به‌طور نمونه چند گرم در روز) است. شرایط برهم‌کنش لیزر با سطح و تولید نانوذرات در حضور میدان الکتریکی تحت تاثیر قرار می‌گیرد. علی‌رغم تحقیقات نسبتا گسترده روی تولید نانوذرات کلوییدی در محیط‌های برهم‌کنشی مختلف، در زمینه‌ی بررسی فرآیند کندوسوز لیزری در مایعات در حضور میدان الکتریکی خارجی تحقیقات اندکی در دسترس می‌باشد. بیش‌ترین تحقیقات در این زمینه مربوط به گروه G.W.Yang است. آن‌ها با استفاده از هارمونیک دوم یک لیزر پالس Q-switched Nd:YAG با طول پالس ۱۰ns، بدون هیچ کاتالیزور و یا مواد افزودنی آلی، ماده‌برداری لیزری از ژرمانیوم در آب دیونیزه در حضور میدان الکتریکی عمود بر راستای انتشار پرتو انجام دادند و مشاهده کردند با تغییر میدان الکتریکی اعمالی می‌توان شکل‌های متفاوتی از نانوذرات GeO_2 تولید کرد[۴، ۵، ۶]. هدف اصلی این کار پژوهشی، بررسی نقش میدان الکتریکی بر فرآیند ماده‌برداری لیزری آلیاژ برنج در آب دیونیزه و تاثیر آن بر آهنگ تولید نانوذرات می‌باشد.

۲- روش تجربی

نمونه آلیاژ برنج (۳۵٪ روی- ۶۵٪ مس) با ابعاد ۸/۶ × ۲/۱ × ۰/۳سانتی متر مکعب در۱۰میلی‌لیتر آب دیونیزه به ارتفاع ۱ سانتی‌متر زیر سطح آب، غوطه‌ور است. نمونه با استفاده از پرتو یک لیزر Nd:YAG (با پهنای پالس ۱۰ نانوثانیه، طول موج ۱۰۶۴ نانومتر ، آهنگ تکرار۱۰هرتز) با ۶۰۰۰ پالس در ۴ نقطه‌ی مختلف (در هر نقطه ۱۵۰۰ پالس) و در مدت ۱۰ دقیقه تابش‌دهی شد. قطر باریکه‌ی لیزر بر روی سطح هدف ۱۵۰ میکرومتر بود. با توجه به قطر پرتو و انرژی لیزر، شار لیزر در حدود ۳۹ ژول بر سانتی‌متر مربع محاسبه شد.



شکل ۱: طرحواره چیدمان آزمایش ماده‌برداری لیزری در حضور میدان الکتریکی خارجی

با اعمال اختلاف پتانسیل الکتریکی، میدان یکنواختی بین دو صفحه عمود بر مسیر پرتو لیزر ایجاد شد و تابش‌دهی در ۵ اختلاف پتانسیل مختلف صورت گرفت. طرحواره‌ی چیدمان آزمایش در شکل ۱ آمده است.

۳- نتایج و بحث

شکل (۲) تصاویر میکروسکوپ نوری حفره‌های ایجاد شده

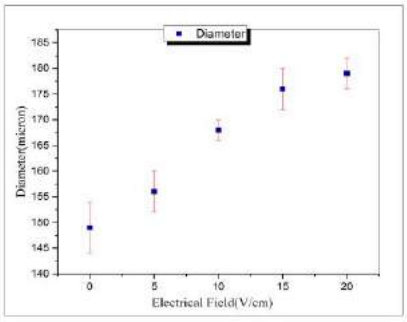
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

در اثر تابش‌دهی در سطح نمونه را نشان می‌دهد.

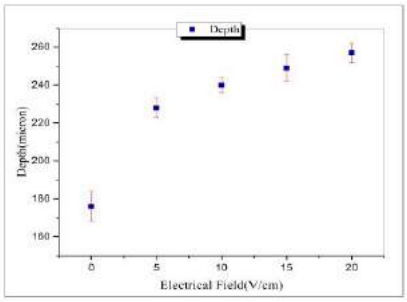


شکل ۲ : تصاویر میکروسکوپی حفره‌های ایجاد شده در کندگی لیزری برنج در ۱۵۰۰ پالس و میدان‌های الف) ۰ ولت بر سانتی متر ب) ۵ ولت بر سانتی متر پ) ۱۰ ولت بر سانتی متر ت) ۱۵ ولت بر سانتی متر و ث)۲۰ ولت بر سانتی متر

داده‌های حاصل از آنالیز تصاویر با میکروسکوپ نوری و نرم افزار پردازش تصویر Image J نشان می‌دهند که با افزایش میدان، عمق و قطر دهانه‌ها افزایش می‌یابد. در طول فرآیند کندگی، توده‌ی پلاسما گسترش می‌یابد. با اعمال میدان الکتریکی ذرات باردار پلاسما از جمله الکترون‌ها و یون‌ها تحت تاثیر یک میدان خارجی قرار می‌گیرند. بنابراین توزیع فضایی و زمانی این ذرات باردار تغییر می‌کند. ذرات در جهت‌های مخالف قرار می‌گیرند، که منجر به پخش‌شدگی پلاسما می‌شود[۷،۸]. پخش شدگی منجر به افزایش انرژی رسیده به سطح می‌شود و درنتیجه عمق کندگی بیشتر می‌شود. از طرفی پلاسمای ایجاد شده به‌طور مستقل به صورت یک منبع حرارتی موضعی با هدف برهم‌کنش داشته و باعث انتقال انرژی به سطح هدف می‌گردد[۹]. با گسترش و پخش‌شدگی پلاسما در حضور میدان، قسمت فضایی بزرگ‌تری از پلاسما در فرآیند ماده‌برداری شرکت می‌کند. بنابراین حفره با قطر بزرگ‌تری می‌تواند ایجاد کند. در نتیجه با افزایش شدت میدان الکتریکی خارجی، قطر حفره‌ی ایجاد شده بزرگ‌تر می‌شود. شکل ۴ و ۵ به ترتیب روند تغییرات قطر و عمق حفره‌ی ایجاد شده باافزایش شدت میدان الکتریکی اعمال شده را نشان می‌دهند.

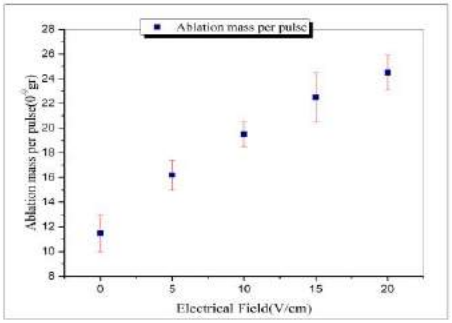


شکل ۴: نمایش تغییرات قطر حفره با افزایش میدان الکتریکی اعمال شده



شکل ۵: نمایش تغییرات عمق حفره با افزایش میدان الکتریکی اعمال شده

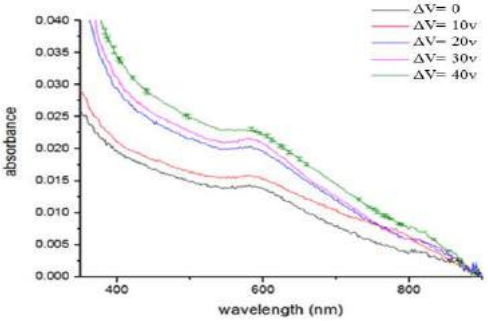
با توجه به پروفایل حفره‌ها، یک هندسه مخروطی شکل برای هر حفره در نظر گرفته شد[۱۰]. با این فرض و با توجه به قطر و عمق بدست آمده و چگالی آلیاژ برنج، مقدار ماده کنده شده در هر پالس محاسبه گردید. روند تغییرات آهنگ ماده‌برداری نسبت به میدان الکتریکی نیز در شکل ۶ نشان داده شده است.



شکل ۶ : نمایش روند تغییرات مقدار ماده کنده شده در هر پالس با اعمال میدان الکتریکی

همان‌طور که نتایج نشان می‌دهند با اعمال میدان الکتریکی مقدار ماده کنده شده و در نتیجه سرعت تولید محصول افزایش می‌یابد. برای بررسی میزان غلظت نانوذرات تولید شده، طیف جذبی اپتیکی محول کلوئیدی مورد بررسی قرار گرفت. که نتایج آن در شکل ۷ آورده شده است. همان‌طور که در شکل ۷ مشخص است با افزایش اختلاف پتانسیل و در نتیجه افزایش میدان الکتریکی خارجی، بیشینه‌ی جذب افزایش می یابد. قله‌های پلاسمونی طیف جذبی، بیانگر مقدار انرژی که توسط نمونه جذب شده است، می‌باشند.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد



شکل ۷: طیف نمونه نانو ذرات کلوئیدی برنج تولید شده با روش ماده‌برداری لیزری در آب دیونیزه در حضور میدان‌های الکتریکی

از طیف جذبی می‌توان برای محاسبه و تعیین غلظت استفاده کرد. در این نمودارها با افزایش میدان اعمالی، جذب و در نتیجه مقدار ماده‌ی تولید شده افزایش پیدا کرده است. تقارن نانوساختارها تعیین کننده‌ی حالات قطبیده شدن آن‌ها است و تعداد این حالات با تعداد قله‌های پلاسمونی مرتبط است[۱۱]. طیف جذبی ذرات کوچک کروی که دارای بیش‌ترین تقارن هستند، فقط یک قله دارند چرا که تنها به‌صورت دو قطبی ظاهر می‌شوند. بنابراین می‌توان نتیجه گرفت که، نانوذرات تولید شده احتمالا اغلب شکل کروی دارند.

۴- نتیجه‌گیری

در این مطالعه تاثیر میدان الکتریکی DC خارجی بر آهنگ ماده‌برداری توسط فرآیند ماده‌برداری لیزری برای هدف برنجی در محیط آب دیونیزه بررسی گردید. نتایج بدست آمده نشان دادند که با افزایش میدان اعمالی، حفره‌هایی با قطر و عمق بزرگ‌تر ایجاد می‌شوند و در نتیجه ماده‌برداری در هر پالس که همان آهنگ ماده برداری است، افزایش می‌یابد.

مراجع

[1] Stafe M, Marcu A, Puscas NN. Pulsed laser ablation of solids: basics, theory and applications. Springer Science & Business Media; 2013 Nov 9.

[2] Keast VJ, Ewald J, De Silva KS, Cortie MB, Monnier B, Cuskelly D, Kisi EH. Optical properties and electronic structure of the Cu–Zn brasses. Journal of Alloys and Compounds. 2015 Oct 25;647:129-35.

[3] Yang G, editor. Laser ablation in liquids: principles and applications in the preparation of nanomaterials. CRC Press; 2012 Feb 22.

[4] Liu P, Wang CX, Chen XY, Yang GW. Controllable fabrication and cathodoluminescence performance of high-index facets GeO2 micro-and nanocubes and spindles upon electrical-field-assisted laser ablation in liquid. The Journal of Physical Chemistry C. 2008 Aug 8;112(35):13450-6.

[5] Liang, Y., et al. "Synthesis and characterization of copper vanadate nanostructures via electrochemistry assisted laser ablation in liquid and the optical multi-absorptions performance." CrystEngComm 14.9 (2012): 3291-3296.

[6] Lin XZ, Liu P, Yu JM, Yang GW. Synthesis of CuO nanocrystals and sequential assembly of nanostructures with shape-dependent optical absorption upon laser ablation in liquid. The Journal of Physical Chemistry C. 2009 Sep 11;113(40):17543-7.

[7] Sapkota D. Effect of electric fields on the synthesis of nanoparticles of tin and silicon in a liquid environment. University of Missouri-Kansas City; 2015.

[8] Mahdieh MH, Mozaffari H. Characteristics of colloidal aluminum nanoparticles prepared by nanosecond pulsed laser ablation in deionized water in presence of parallel external electric field. Physics Letters A. 2017 Oct 10;381(38):3314-23.

[9] Anabitarte F, Cobo A, Lopez-Higuera JM. Laser-induced breakdown spectroscopy: fundamentals, applications, and challenges. ISRN Spectroscopy. 2012 Oct 30;2012 .

[10] Mahdieh MH, Nikbakht M, Moghadam ZE, Sobhani M. Crater geometry characterization of Al targets irradiated by single pulse and pulse trains of Nd: YAG laser in ambient air and water. Applied Surface Science. 2010 Jan 1;256(6):1778-

[11] Xia Y, Xiong Y, Lim B, Skrabalak SE. Shape-controlled synthesis of metal nanocrystals: Simple chemistry meets complex physics?. Angewandte Chemie International Edition. 2009 Jan 1;48(1):60-103.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

الکترولیز پلاسمای تخلیه الکتریکی فشار جو محلول آبی کلرید سدیم برای سنتز هیدرواکسید آهن III

رحیم رنجبری، مسعود رضوانی جلال

گروه فیزیک دانشگاه ملایر، ملایر

چکیده – در این مقاله از دستگاه الکترولیز معمولی محلول آبی کلرید سدیم با الکترودهای آهنی و نیز یک چیدمان الکترولیز پلاسمای کاتدی با آند آهنی و کاتد مسی جهت سنتز هیدرواکسید آهن (*III*) استفاده می شود. آزمایش ها نشان می دهند که آهنگ تولید هیدرواکسید آهن در الکترولیز پلاسما خیلی بیشتر از الکترولیز معمولی است. طیف سنجی جذبی *UV-Vis* از محلول نهایی به جا مانده از این دو الکترولیز این نکته را فاش می کند که غلظت یون Fe^{+3} در محلول الکترولیز پلاسما بسیار بیشتر از الکترولیز معمولی است و به همین دلیل مقدار تولید هیدروکسید آهن در آن بیشتر بوده است. از طرف دیگر، طیف جذبی محلول الکترولیز معمولی حاکی از افزایش غلظت یون کلر در آن است. این افزایش را می توان با تبدیل یون های Fe^{+3} به کمپلکس های کلریدی آهن و در نتیجه کاهش میزان تبدیل آنها به هیدروکسید آهن مرتبط دانست.

کلید واژه- پلاسما، تخلیه الکتریکی فشار جو، محلول الکترولیتی، یون آهن.

Atmospheric Pressure Electrical Discharge Plasma Electrolysis of Sodium Chloride Aqueous Solution for Synthesis of Iron (III) Hydroxide

Rahim Ranjbari, Masoud Rezvani Jalal

Department of Physics, Malayer University, Malayer

Abstract- In this paper the conventional setup for electrolysis of sodium chloride aqueous solution with iron electrodes and also a cathodic plasma electrolysis setup with iron anode and copper cathode is used to synthesize iron (III) hydroxide. Experiments show that the production rate of the iron hydroxide in plasma electrolysis is very higher than the conventional one. UV-Vis absorption spectroscopy of the final solutions leftover from the two electrolysis setups reveals the point that the concentration of the Fe^{+3} ion in the solution of plasma electrolysis is far more than that of conventional one and for this reason the production rate of the iron hydroxide is more than it. On the other hand, the absorption spectrum of the conventional electrolysis solution is representative of increase in chlorine ion in it. This increase can be related to the conversion of Fe^{+3} ions to chloride complexes of the iron and, hence, decrease in their conversion to the iron hydroxide.

Keywords: Plasma, Atmospheric-pressure electrical discharge, electrolytic solution, Iron ion.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

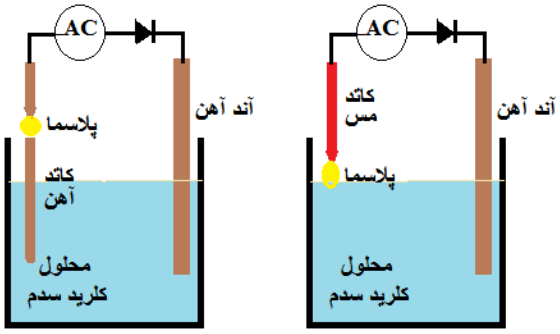
پلاسما یک محیط گازی یونیده است که شامل یون ها، الکترون ها و اتم های خنثی می باشد. بر همکنش پلاسما با محیط های دیگر مانند جامدات، مایعات و گازها می تواند نتایج جالبی در بر داشته باشد. از بین این فرایندها، اندرکنش پلاسما با محلول ها به خاطر پتانسیل بالایی که برای انجام واکنش های پلاسما-شیمیایی ایجاد می کند اخیراً مورد توجه زیادی قرار گرفته است [۱]. این اهمیت آنقدر زیاد است که مسئله برهمکنش پلاسما با محلول ها و اینکه چه اتفاق های فیزیکی و شیمیایی در آن رخ می دهد به یکی از سوال های اساسی جامعه پلاسما در سال ۲۰۱۵ تبدیل شده است و هم اکنون نیز پژوهشگران بسیاری مشغول بررسی و پاسخ دهی به جنبه های مختلف این سوال هستند [۲].

از انواع پلاسماها می توان به پلاسمای حاصل از تخلیه الکتریکی در یک محیط گازی اشاره کرد. به تازگی، پژوهشگران با ایجاد تخلیه الکتریکی بین الکترود های فلزی و سطح محلول ها قادر به سنتز نانوذرات شده اند. برای مثال، شیرائی و همکارانش با استفاده از محلول های مختلفی مانند نیترات نقره، هیدروکلرید طلا، کلرید آهن و کلرید سدیم و نیز الکترود ها و گازهای متنوع توانستند نانوذرات نقره، طلا و اکسید آهن مغناطیسی تولید کنند [۳و۴]. در مقاله حاضر از یک چیدمان ساده الکترولیز پلاسما در فشار جو برای بررسی تاثیر پلاسمای کاتدی بر محلول کلرید سدیم با آند آهنی پرداخته می شود.

ساختار مقاله به این صورت است که ابتدا نحوه انجام آزمایش ذکر می شود. سپس نتایج XRD و UV-Vis ارائه می گردد و مورد بحث و بررسی قرار می گیرد. در نهایت هم نتیجه گیری آورده می شود.

۲- انجام آزمایش

برای انجام آزمایش الکترولیز پلاسما، از یک منبع تغذیه ولتاژ بالا، الکترود های آهنی و مسی و نمک کلرید سدیم استفاده شد. ابتدا یک محلول غلیظ کلرید سدیم به غلظت ۱۵ درصد وزنی در آب مقطر تهیه گردید. سپس این محلول طبق چیدمان شکل ۱-راست تحت آزمایش قرار گرفت. از یک میله آهنی (به قطر ۳ میلی متر) به عنوان آند و از یک سیم نوک تیز مسی (با قطر ۱/۵ میلی متر) که در فاصله ۱ میلی متر از سطح محلول واقع است به عنوان کاتد استفاده گردید.



شکل ۱: چیدمان آزمایش برای بررسی برهمکنش پلاسما با محلول.

با توجه به جهت دیود مشخص است که جریان الکتریکی در بیرون از محلول از سمت مس به سمت آهن می باشد و یا به عبارت دیگر الکترون ها از نوک مس به سطح محلول از طریق کانال پلاسما حرکت می کنند. ولتاژ منبع تغذیه از ۰ تا ۱۲ کیلو ولت قابل تغییر است. برای شروع آزمایش، ابتدا ولتاژ منبع به صورت اندک اندک افزایش داده می شود تا وقتی که یک تخلیه الکتریکی پایدار ایجاد شود. پلاسمای تخلیه الکتریکی تشکیل شده در حقیقت در نقش یکی از الکترودهای الکترولیز (در اینجا کاتد) ایفای نقش می کند و به همین خاطر به چنین چیدمانی الکترولیز پلاسمای کاتدی نیز گفته می شود. به محض تشکیل پلاسما ابر زرد کم رنگی از سمت آند آهنی شروع به تشکیل شدن می کند و بعد از حدود ۳۰ دقیقه کل بشر را فرا می گیرد. در محل تماس پلاسما با محلول نیز حباب های ریز گاز خارج می شود. ابر زرد رنگ در حین برهمکنش با پلاسما و نیز برهمکنش با محلول نزدیک به پلاسما کم کم به یک پودر نارنجی-قرمز تبدیل می شود و در ته بشر رسوب پیدا می کند.

برای اینکه آزمایش فوق با یک آزمایش الکترولیز معمولی با مشخصات مشابه قابل مقایسه باشد یک چیدمان دیگر به نحوی که در آن الکترود فلزی (آهن) در محلول فرو رفته باشد طبق شکل ۱-چپ طراحی شد. واضح است که در این آزمایش پلاسما هیچ نقشی در الکترولیز ندارد و فقط به خاطر اینکه شرایط از هر لحاظ (جریان، ولتاژ، شکل سیگنال و ...) با آزمایش الکترولیز پلاسما یکسان

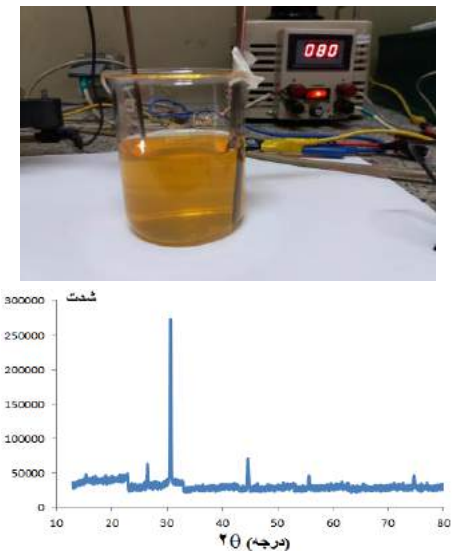
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

باشد چنین آزمایشی طراحی شده است. به محض شروع آزمایش باز هم مشاهده می گردد که ابر زرد رنگی در آند آهنی تشکیل شده و در ظرف پخش می شود. آهنگ تبدیل این ابر زرد به پودر نارنجی-قرمز خیلی کمتر از مورد الکترولیز پلاسما می باشد. به مانند آزمایش قبل، در اطراف کاتد مسی نیز حباب های گاز ایجاد می شود.

در هر دو آزمایش افزودن چند قطره فنول فتالین به محلول نشان می دهد که در نزدیکی محل تماس پلاسما با محلول (الکترولیز پلاسما) و نیز محل تماس کاتد غوطه ور آهنی با محلول (الکترولیز معمولی) رنگ محلول به بنفش تغییر می کند که نشانگر بازی شدن محلول در نواحی کاتدی می باشد. از طرف دیگر واکنش های آندی نیز موجب اسیدی شدن نواحی آندی می شوند [۴]. پس، در انتهای آزمایش انتظار این است که بسته به اینکه خاصیت بازی کاتد یا خاصیت اسیدی آند کدامیک غالب تر باشند محلول نهایی بازی و یا اسیدی باشد. آزمایش ها نشان می دهند که محلول نهایی الکترولیز پلاسما دارای pH بیشتر و محلول نهایی الکترولیز معلولی دارای pH کمتر از محلول کلرید سدیم اولیه می باشد.

۲-۱- نتایج XRD

از پودر نارنجی-قرمز تشکیل شده در الکترولیز پلاسما پراش XRD گرفته شد. در شکل ۲ عکسی از ظرف آزمایش و الگوی پراش آورده شده است.

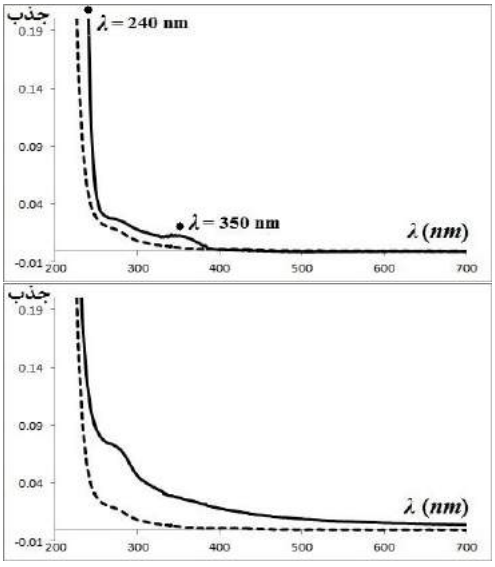


شکل ۲: تصویری از چیدمان آزمایش و ماده نارنجی-قرمز، شکل بالا، و XRD پودر به دست آمده از الکترولیز پلاسما، شکل پایین.

مقایسه این الگوی XRD با الگوهای استاندارد نشان می دهد که محصول الکترولیز پلاسما شامل هیدروکسید آهن (III) با فرمول $Fe(OH)_3$ می باشد. محصول بسیار اندک الکترولیز معمولی نیز از هر لحاظ شبیه به محصول فراوان الکترولیز پلاسما است. این پودرها جذب آهنربا نمی شوند و به همین خاطر غیرمغناطیسی می باشند. در الگوی XRD نمونه اندکی کلرید سدیم NaCl نیز دیده می شود که به خطای ناشی از جداسازی پودر از محلول کلرید سدیم بر می گردد.

۲-۲- نتایج UV-Vis

بعد از جدا کردن پودر و صاف کردن محلول هر آزمایش، از هر یک از محلول ها طیف UV-Vis گرفته شد تا تاثیر الکترولیز مربوطه بر محتوای یونی آنها به دست آید. در شکل ۳ این طیف ها نشان داده شده اند. برای سادگی مقایسه، طیف UV-Vis محلول کلرید سدیم قبل از الکترولیز نیز به صورت نقطه چین نشان داده شده است.



شکل ۲: طیف جذبی UV-Vis از محلول کلرید سدیم بعد از الکترولیز پلاسما، شکل بالا، و بعد از الکترولیز معمولی، شکل پایین. نمودار نقطه چین مربوط به طیف جذبی محلول کلرید سدیم قبل از الکترولیز می باشد.

کاملاً واضح است که محلول کلرید سدیم اولیه هیچ جذبی در بازه طیفی مورد مطالعه ندارد و در این بازه عملاً شفاف می باشد. از این رو هر نوع جذبی که به این نمودار بعد از الکترولیز افزوده شود ناشی از فرایند الکترولیز خواهد بود. البته این محلول نیز مانند اکثر مواد در طول موج های

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

کمتر از ۲۵۰ nm دارای جذب بسیار بالا است. یک جذب ضعیف هم در ۲۷۰ nm دارد که از یون کلرید نشأت می گیرد [۵]. نمودارهای UV-Vis نشان می دهند که در محلول الکترولیز پلاسما دو قله جذبی جدید در ۲۴۰ nm و ۳۵۰ nm ظاهر شده اند. الکترولیز معمولی نیز بدون ایجاد قله جدید کل نمودار جذب را مخصوصاً در ناحیه ۲۷۰ nm بالا کشیده است. با بررسی این تغییرات می توان تاثیر پلاسما بر محلول را به دست آورد.

۳- بحث و بررسی

در هر دو نوع الکترولیز بررسی شده در فوق، اتفاقی که در آند آهنی می افتد برای هر دو یکسان است و تفاوت آنها بیشتر در ناحیه کاتدی است. همانطور که در مرجع [۴] ذکر شده است یک اتم آهن در آند آهنی با از دست دادن دو الکترون به صورت Fe^{+2} اکسید می شود و وارد محلول می گردد و به مرور کل فضای محلول را می پوشاند. در سمت کاتد نیز وارد شدن الکترون به محلول چه از طریق پلاسما (الکترولیز پلاسما) و چه میله آهنی (الکترولیز معمولی) موجب الکترولیز مولکول آب از طریق واکنش زیر و خروج گاز H_2 (به شکل حباب های فوق الذکر) از محیط و بالا رفتن pH ناحیه کاتدی می شود:

$$2H_2O + 4e^- \rightarrow H_2 + 2OH^- \qquad (۱)$$

درصدی از یون های Fe^{+2} از طریق واکنش های متعددی می توانند به یون Fe^{+3} تبدیل شوند برای مثال:

$$2Fe^{+2} + Cl_2 \rightarrow 2Fe^{+3} + 2Cl^- \qquad (۲)$$
$$Fe^{+2} + {}^*OH \rightarrow Fe^{+3} + OH^-$$

که اولی در ناحیه آندی و دومی در ناحیه کاتدی الکترولیز پلاسما به دلیل ایجاد رادیکال آزاد OH^* قابل رخداد می باشد. رادیکال OH^* در برخورد الکترون های پلاسما با مولکول آب ایجاد می شود ولی در الکترولیز معمولی که خبری از برخورد الکترونی نیست چنین رادیکالی امکان تشکیل ندارد. از آنجا که یون Fe^{+3} دارای قله های جذبی در ۲۴۰ nm و ۳۵۰ nm است از شکل ۳-بالا چنین استنباط می شود که در برهمکنش پلاسما با محلول مقادیر زیادی یون Fe^{+3} تولید شده است. از طرف دیگر عدم ظهور چنین قله هایی در شکل ۳-پایین حاکی از نبود (یا مقدار بسیار کم) یون Fe^{+3} در الکترولیز معمولی می باشد. در حقیقت همین غلظت زیاد Fe^{+3} در الکترولیز پلاسما است که باعث شده محصول نهایی آن (یعنی $Fe(OH)_3$) از طریق واکنش زیر بسیار بیشتر باشد:

$$Fe^{+3} + 3OH^- \rightarrow Fe(OH)_3 \qquad (۳)$$

بالا رفتن جذب در محدوده ۲۷۰ nm الکترولیز معمولی را می توان به زیاد شدن یون Cl^- مرتبط کرد. این یون اکثر یون های Fe^{+3} را از طریق تشکیل کمپلکس های $FeCl^{+2}$، $FeCl_2^{+1}$، $FeCl_3$ و $FeCl_4^{-1}$ به صورت آب پوشیده نگه می دارد و مانع از تشکیل $Fe(OH)_3$ از طریق واکنش (۳) می گردد و، از این رو، محصول نهایی را کاهش می دهد.

۴- نتیجه‌گیری

مقایسه الکترولیز پلاسما با الکترولیز معمولی محلول آبی کلرید سدیم نشان می دهد که محصول $Fe(OH)_3$ تولید شده در الکترولیز پلاسما بسیار بیشتر از الکترولیز معمولی است. در الکترولیز پلاسما یون Fe^{+3} بیشتری تولید می شود که علت آن را می توان به رادیکال آزاد OH^* ایجاد شده در برهمکنش پلاسما با محلول بیان کرد. از طرف دیگر Fe^{+3} موجود در الکترولیز معمولی با یون های کلرید درون محلول تشکیل کمپلکس های کلریدی می دهد و به همین دلیل تولید $Fe(OH)_3$ شدیداً کاهش می یابد. می توان این گونه نتیجه گیری کرد که واکنش های پلاسما-شیمیایی در برهمکنش پلاسما با محلول تاثیر به سزایی در روند اجرای الکترولیز دارند.

مراجع

[1] C. Richmonds, R. M. Sankaran, "Plasma-liquid electrochemistry: Rapid synthesis of colloidal metal nanoparticles by microplasma reduction of aqueous cations", Applied Physics Letters, Vol. 93, 131501, 2008.

[2] P. J. Bruggman et al, "Plasma-liquid interactions: a review and roadmap", Plasma Sources Sci. Technol., Vol. 25, 053002, 2016.

[3] N. Shirai et al, "Synthesis of metal nanoparticles by dual plasma electrolysis using atmospheric dc glow discharge in contact with liquid", Japanese J. App. Phys., Vol. 53, 046202, 2014.

[4] N. Shirai et al, "Synthesis of magnetic nanoparticles by atmospheric-pressure glow discharge plasma-assisted electrolysis", Japanese J. App. Phys., Vol. 56, 076201, 2017.

[5] B. H. Chai et al, "Spectroscopic Studies of Solutes in Aqueous Solution", J. Phys. Chem. A, Vol. 112 (11), pp. 2242-2247, 2008.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

بررسی اثر دما و آهنگ لایه‌نشانی بر خواص فیزیکی فیلم نازک نانومتری ITO

آرزو مشبکی اصفهانی[۱]، عرفان کدیور[۱]، علیرضا فیروزی فر[۱]

۱. دانشکده فیزیک دانشگاه صنعتی شیراز

چکیده – از مباحث با اهمیت در طراحی و ساخت قطعات نیمرسانای آلی، ساخت زیرلایه با ویژگی های اپتیکی و فیزیکی مناسب است. در این مطالعه تأثیر دماهای مختلف حین لایه‌نشانی و همچنین تغییر در آهنگ لایه‌نشانی بر زبری سطح و مقاومت الکتریکی لایه‌های نازک رسانای شفاف که بر زیرلایه ای از جنس *BK7* لایه‌نشانی شده است، مورد بررسی قرار گرفت. بدین منظور لایه‌نازک نانومتری رسانای شفاف اکسید اینیدیوم آلاییده شده با قلع (*ITO*) روی زیرلایه به روش کندوپاش *DC* در دما و آهنگ‌های لایه‌نشانی مختلف، پوشش داده شده است. تأثیر گرمادهی در دو محیط خلأ و هوا پس از لایه‌نشانی بررسی شد. طیف عبوری در ناحیه مرئی بوسیله دستگاه طیف سنج دو پرتویی و مقاومت الکتریکی سطحی پوشش توسط دستگاه پروپ چهارسر اندازه‌گیری شده است. کیفیت و زبری سطح قطعه توسط میکروسکوپ *AFM* بررسی شد. نتایج حاصل از آنالیزها نشان داد که کاهش آهنگ لایه‌نشانی، تأثیر بسزایی در کاهش زبری سطح خطی فیلم و مقاومت الکتریکی نمونه‌ها دارد.

کلید واژه– اکسید قلع و اینیدیوم(*ITO*)، زبری سطح، طیف عبوری، لایه‌نشانی، مقاومت الکتریکی

Experimental investigation of substrate temperature and deposition rate on physical properties of ITO thin film

Arezoo Moshabaki 1, Erfan Kadivar 1, and Alireza Firoozi Far1

1. Department of Physics, Shiraz University of Technology, Shiraz, Iran

Abstract- *In this work, the effect of substrate temperature and rate deposition on the electrical, optical, and morphology of ITO thin film coated by DC magnetron sputtering system on BK7 substrate have been experimentally investigated. After the deposition process, some of the sample were annealed in vacuum and air. The transmission spectra were measured before and after the annealing by spectrophotometer. The sheet resistance was measured with four-point tester. The surface topology was analyzed by an atomic force microscopie (AFM). Our experimental results indicate that the resistance and line roughness decreases by decreasing deposition rate.*

.

Keywords: ITO thin film, Substrate temperature, Deposition rate, DC magnetron sputtering

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

در سال‌های اخیر فعالیت‌های فراوانی در راستای بهبود خواص اپتیکی و الکتریکی لایه‌های نازک رسانای شفاف صورت گرفته است. اکسید اینیدیوم آلاییده شده با قلع (ITO)، به دلیل دارا بودن خواص الکتریکی و اپتیکی مناسب، یکی از پرکاربردترین مواد مورد استفاده جهت لایه‌نشانی لایه‌های رسانای شفاف به شمار می‌رود[۱]. بسترهای لایه‌نشانی شده با ماده ITO، به دلیل داشتن تراگسیل بالا (حدود ۸۰٪) در ناحیه طول‌موجی مرئی و مقاومت الکتریکی پایین ($\sim\Omega$ ۱۰$^{-۴}$ cm) کاربردهای متفاوتی در صنایع دارند[۲-۶].

زبری سطح لایه نازک ITO تاثیر زیادی بر خواص الکتریکی و نیز طول عمر انواع سلول‌های فتوولتایی و دیودهای نورگسیل آلی (OLED) دارد. نتایج آزمایشگاهی نشان می‌دهد که اگر زبری سطح پوشش‌های رسانای شفاف از یک مقدار حدی بیشتر باشد، سلول ساخته شده، پس از چند مرتبه کارکرد دچار جرقه شده و خواهد سوخت. لذا کیفیت سطح الکترود رسانای شفاف، پارامتری بسیار مهم درساخت یک سلول فتوولتایی یا دیود نورگسیل آلی به شمار می‌رود. هدف از این مطالعه، ساخت پوشش رسانای شفاف با زبری سطح پایین، مقاومت الکتریکی کم و طیف عبوری بالا می‌باشد.

خواص الکتریکی و اپتیکی لایه نازک ITO، به شدت متأثر از شرایط لایه‌نشانی نظیر دمای زیرلایه، آهنگ لایه‌نشانی، تغییر شار گاز اکسیژن و آرگون، فشار کل محفظه قبل و حین لایه‌نشانی، توان پلاسما، ضخامت لایه‌ها و نیز کیفیت سطح و جنس زیرلایه است[۷-۸]. در بسیاری از مقالات، رابطه‌ی بین این پارامترها مورد بررسی قرار گرفته است. چان و همکارش، تأثیر توان پلاسما بر روی خواص اپتیکی و الکتریکی فیلم ITO را بررسی کردند. در مطالعات آنها، لایه نازک در توان‌های مختلف ۵۰، ۱۰۰، ۱۵۰و۲۰۰ وات لایه‌نشانی شدند. نتایج آنها نشان داد که افزایش توان دستگاه منجر به کاهش زبری سطح فیلم نازک ITO شده است[۹]. جوآن و همکارانش، تأثیر دمای زیرلایه بر خواص فیزیکی و اپتیکی فیلم نازک ITO که به شیوه کندوپاش جریان مستقیم (DC) در دماهای بین ۲۰۰ تا ۴۵۰$^{\circ}$c لایه‌نشانی شده بودند را مورد مطالعه قرار دادند[۱۰]. مشبکی و همکارانش، تأثیر شار گاز آرگون بر زبری سطح لایه نازک نانومتری ITO به روش کندوپاش DC را بررسی کردند. نتایج حاصل از آنالیزها نشان داد که با کاهش شار گاز آرگون، زبری سطح نمونه‌ها کاهش یافته است[۱۱]. در این مطالعه تأثیر تغییر دما و آهنگ لایه-نشانی روی پارامترهای مقاومت سطحی، طیف تراگسیل در گستره ۳۵۰ تا ۸۰۰ نانومتر و زبری سطح نمونه‌ها بررسی شد.

۲- آماده‌سازی نمونه‌ها

در این مطالعه، زیرلایه‌هایی از جنس BK7 به ضخامت ۳ میلیمتر به کمک پنبه و استون تمیز شده، سپس به مدت ۵ دقیقه درون حمام اولتراسونیک الکل در آب ۵۰ $^{\circ}$c شسته می‌شوند. سپس به مدت ۵ دقیقه درون آب مقطر شناور می‌شوند. پس از خروج از دستگاه اولتراسونیک با آب فوق خالص شستشو داده و با گاز نیتروژن خشک می‌شوند. جهت لایه‌نشانی فیلم نازک ITO از روش کندوپاش DC استفاده شده است. خلأ اولیه دستگاه لایه-نشانی ۲×۱۰$^{-۶}$ Torr می‌باشد. نمونه‌ها در ابتدا به مدت ۱۰ دقیقه تحت عملیات تخلیه تابان قرار گرفته و سپس فرآیند لایه‌نشانی انجام می‌گیرد. ضخامت لایه‌ها توسط ضخامت سنج کریستال کوارتز اندازه‌گیری می‌شود. در نهایت پس از اتمام لایه‌نشانی نمونه‌ها در دو محیط خلأ و هوا به مدت ۲۰ دقیقه در دمای ۳۵۰$^{\circ}$c بازپخت شدند. طیف عبوری در ناحیه مرئی بوسیله دستگاه طیف سنج دو پرتویی و مقاومت الکتریکی سطحی پوشش توسط دستگاه پروپ چهارسر اندازه‌گیری می‌شود. کیفیت و زبری سطح خطی قطعه توسط میکروسکوپ AFM بررسی می‌شود.

۳- نتایج تجربی

۳-۱) لایه نشانی در دمای اتاق در آهنگ لایه-نشانی متفاوت

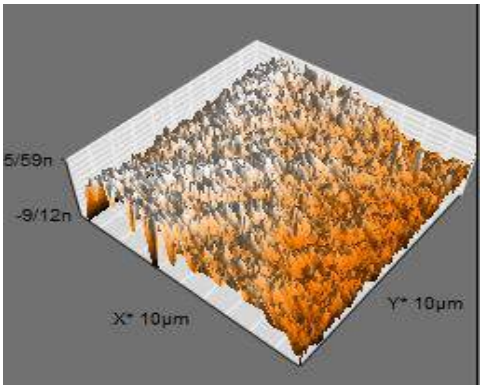
به منظور بررسی تأثیر آهنگ لایه‌نشانی، دمای زیرلایه را حین لایه‌نشانی، در دمای اتاق ثابت نگه داشته و با پارامترهای مشخص و ثابت: ضخامت لایه ۲۵۰nm، شار گاز اکسیژن و آرگون به ترتیب صفر و ۲۰ SCCM، فیلم-های مختلف در آهنگ لایه‌نشانی متفاوت، بر بسترها لایه‌نشانی شدند. نتایج بدست آمده در جدول شماره (۱) مشاهده می‌گردد.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

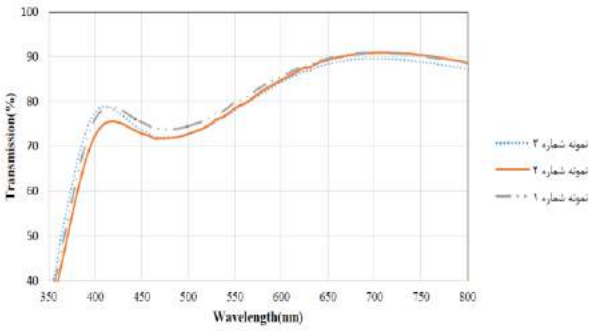
جدول ۱: اطلاعات مربوط به تغییر در آهنگ لایه‌نشانی

شماره نمونه	۱	۲	۳
آهنگ لایه‌نشانی(A°/S)	۰/۵	۱	۱/۵
زبری سطح (nm)	۱/۰۷	۱/۳۹	۱/۷
توان لایه‌نشانی (W)	۱۸	۳۵	۶۰

نتایج نشان می‌دهد که در شار گاز آرگون SCCM ۲۰ با افزایش توان و آهنگ لایه‌نشانی، زبری سطح نمونه‌ها افزایش یافته است. در آهنگ لایه‌نشانی کمتر، اتم‌ها فرصت کافی جهت تشکیل لایه‌نازک با نظم بیشتر در کنار یکدیگر را دارند و در نتیجه شاهد کاهش زبری سطح همراه با کاهش در آهنگ لایه‌نشانی می‌باشیم. تصویر AFM نمونه شماره ۱ در شکل ۱ مشاهده می‌گردد.



شکل ۱: تصویر AFM نمونه شماره ۱



شکل ۲: طیف تراگسیل نمونه‌ها در آهنگ‌های لایه‌نشانی متفاوت

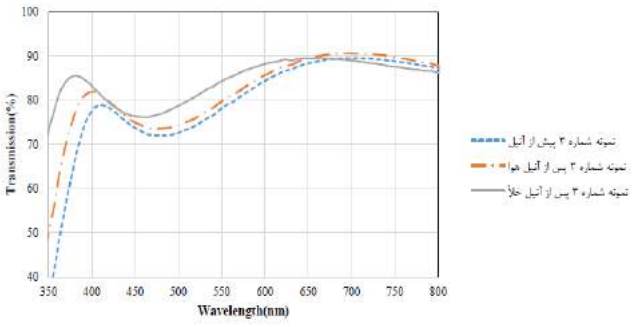
طیف تراگسیل نمونه‌های شماره ۱ و ۲ و ۳ در شکل۲ مشاهده می‌گردد. دیده می‌شود که با افزایش آهنگ لایه-نشانی، طیف عبوری در ناحیه طول موج مرئی دچار تغییرات محسوسی نشده است.

جهت بررسی تأثیر دمای بازپخت بر خواص الکتریکی و فیزیکی فیلم‌های تولید شده در دمای اتاق، نمونه‌های شماره ۱، ۲ و ۳ بطور جداگانه دو محیط خلأ و هوا در دمای ۳۵۰°c به مدت ۲۰ دقیقه بازپخت شدند. تأثیر فرآیند بازپخت در دو محیط خلأ و هوا بر مقاومت الکتریکی و زبری سطح نمونه‌ها پس از فرایند لایه‌نشانی در جدول ۲ مشاهده می‌گردد.

جدول ۲: تأثیر تغییر آهنگ لایه‌نشانی بر مقاومت و زبری سطح

شماره نمونه	۱	۲	۳
مقاومت الکتریکی (Ω/□)	۵۱	۶۴	۴۶
مقاومت پس از آنیل در خلأ (Ω/□)	۵۶	۱۳۸	۱۹
مقاومت پس از آنیل در هوا (Ω/□)	۴۸۳	۷۲۳	۲۳۳
زبری سطح پس از آنیل در خلأ (nm)	۱/۰۹	۱/۳۵	۱/۶

مشاهده می‌گردد که با کاهش آهنگ لایه‌نشانی، مقاومت الکتریکی پس از فرآیند بازپخت در دو محیط خلأ و هوا افزایش یافته است. دلیل این امر این است که در آهنگ لایه‌نشانی کمتر، اتم‌های ماده فرصت بیشتری جهت واکنش با اتم‌های گازی مزاحم موجود در چمبره لایه-نشانی از جمله اکسیژن را دارند و در نتیجه فرآیند اکسیداسیون باعث افزایش مقاومت الکتریکی همراه با کاهش آهنگ لایه‌نشانی می‌گردد. همچنین مشاهده می-گردد که فرآیند بازپخت تأثیر محسوسی بر پارامتر زبری سطح نداشته است.



شکل ۳: طیف تراگسیل نمونه شمار ۳ پیش و پس از بازپخت درهوا و خلأ

۲-۳) لایه‌نشانی در دماهای مختلف در آهنگ لایه نشانی ثابت

در این مرحله لایه نازک ITO در دماهای مختلف بر روی زیرلایه شیشه‌ای BK7 لایه‌نشانی گردید. دیگر پارامترهای آزمایشگاهی، از قبیل شار گاز آرگون و اکسیژن، ضخامت

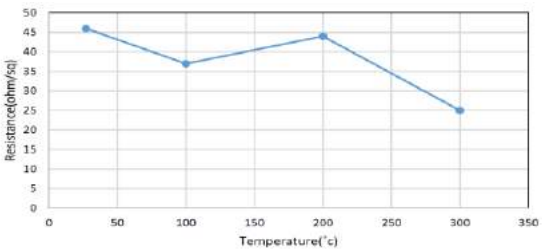
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

لایه و آهنگ لایه‌نشانی ثابت نگه داشته شدند. جدول (۳) نتایج اندازه‌گیری زبری سطح و مقاومت الکتریکی ۳ نمونه لایه‌نشانی شده در دماهای اتاق (نمونه شماره ۳)، ۱۰۰˚c (نمونه شماره ۴) و ۳۰۰ ˚c (نمونه شماره ۵) را نشان می‌دهد.

جدول ۳: تغییرات مقاومت الکتریکی و زبری سطح در اثر تغییر دمای لایه‌نشانی

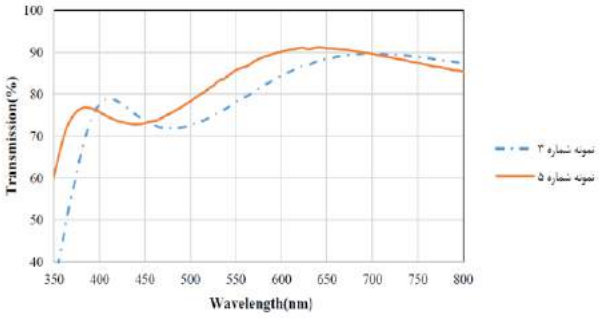
شماره نمونه	۳	۴	۵
دمای لایه‌نشانی(˚C)	محیط	۱۰۰	۳۰۰
مقاومت الکتریکی (Ω/□)	۴۶	۳۷	۲۵
زبری سطح (nm)	۱/۷	۱/۵	۱/۰۲

نتایج نشان می‌دهد که با افزایش دما حین لایه‌نشانی، مقاومت الکتریکی و زبری سطح نمونه‌ها کاهش می‌یابد.



شکل ۴: تغییرات مقاومت الکتریکی با افزایش دما حین لایه‌نشانی

طیف تراگسیل نمونه‌های شماره ۳ و ۵ در شکل۵ قابل مشاهده می‌باشد.



شکل۵: طیف تراگسیل نمونه‌های شماره ۳ و ۵

اگر عمل لایه‌نشانی در دماهای پایین صورت گیرد تحرک اتم‌ها کم بوده و ناهمواری‌های سطح افزایش می‌یابد. این امر باعث پراکندگی نور و کاهش تراگسیل می‌شود. نتایج نشان می‌دهد که با افزایش دما حین لایه‌نشانی، طیف عبوری در ناحیه مرئی افزایش می‌یابد.

۴- نتیجه‌گیری

در این مطالعه نقش دما و آهنگ لایه‌نشانی حین فرآیند لایه‌نشانی بر روی خواص فیزیکی و اپتیکی لایه‌نازک رسانای شفاف ITO مورد بررسی قرار گرفت. نتایج نشان می‌دهد که با کاهش آهنگ لایه‌نشانی، اتم‌ها فرصت بیشتری جهت قرارگیری بر بستره دارند و لایه‌نازک با ذرات منظم‌تری تشکیل می‌شود در نتیجه شاهد سطح صاف‌تر با زبری سطح کمتری می‌باشیم. فرآیند بازپخت در دو محیط خلأ و هوا نشان می‌دهد که مقاومت الکتریکی نمونه‌ها بطور محسوسی تغییر یافته است. با افزایش دما حین لایه‌نشانی، مقاومت الکتریکی و زبری سطح نمونه‌ها کاهش می‌یابد. این کاهش بدلیل افزایش تحرک اتم‌ها حین لایه‌نشانی و کاهش ناهمواریهای سطح می‌باشد که در نهایت منجر به افزایش تراگسیل و کاهش در مقاومت الکتریکی و زبری سطح نمونه‌ها می‌شود.

مراجع

[1] J. H. Shin, S. H. Shin, and J. I. Park;"*Properties of DC Magnetron sputtered indium tin oxide films on polymeric substrates at temperature*" Journal Of Applied Physics, volume 89, number 9, 5199-5203.

[2] F.L. Wong, M.K. Fung, S.W. Tong, "*Flexible organic light-emitting device based on magnetron sputtered*," Thin Solid Films, vol. 466, p. 225– 230, 2004.

[3] A. L. Dawar, J. C. Joshi, "*Semiconducting transparent thin films;their properties and applications*," Materials Science, vol. 19, pp. 1-23, 1984.

[4] M. Kojima, F. Takahashi, K. Kinoshita, T. Nishibe, *"Transparent furnace made of heat mirror*," Thin Solid Films, vol. 392, pp. 349-354, 2001.

[5] K. L. Chopra, "*Thin-film solar cells*," Prog Photovolt, vol. 12, pp. 69-92, 2004.

[6] F.O. Adurodija, "*Effect of Sn doping on the electronic transport mechanism* " Applied Physics, vol. 88, p. 4175, 2000.

[7] C. Guille´n, J. Herrero, "*Influence of oxygen in the deposition and annealing atmosphere on*," Vacuum, vol. **80**, pp. 615-620, 2006.

[8] Yoon-Heung Tak, "*Criteria for ITO (indium–tin-oxide) thin film as the bottom electrode of an organic light emitting diode*," Thin Solid Films, vol. 411, pp. 12-16, 2002.

[9] Shiuh-Chuan Her and Chun-Fu Chang, "*Effect of Sputtering Power on Optical and Electrical Properties of Indium Tin Oxide Films*," Sensors and Materials, vol. 28, pp. 975-981, 2016.

[10] X.Juan, Y.YuJie , W.Fang ,and Z.Kailiang, "*Influence of substrate temperature on properties of indium tin oxide thin films prepared by DC magnetron sputtering*", ECS Transactions, vol. 44, p. 1311–1316, 2012.

[۱۱] مشبکی اصفهانی، آرزو، "تأثیر شار گاز آرگون بر زبری سطح لایه نازک نانومتری ITO"، هشتمین کنفرانس ملی خلأ ایران، دانشگاه شهید بهشتی، ۱۳۹۶.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

دینامیک درهم‌تنیدگی یک سامانه اپتومکانیکی در حضور لیزر رانشی: اثر میرایی

مرضیه حسنی ندیکی، محمدکاظم توسلی

گروه اتمی و مولکولی، دانشکده فیزیک، دانشگاه یزد

چکیده – در این مقاله، دینامیک درهم‌تنیدگی یک اتم دوترازی که با یک میدان کوانتیده تک‌مد در یک کاواک اپتومکانیکی میرا برهم-کنش می‌کند را در حضور لیزر رانشی بررسی می‌کنیم. برای نیل به این منظور پس از به دست آوردن هامیلتونی مؤثر، یک جمله اتلافی را به طور مناسب به آن اضافه می‌کنیم. سپس، شکل صریح وابسته به زمان بردار حالت کل سامانه با انتخاب شرایط اولیه مناسب اتم، میدان و آینه مرتعش را به دست می‌آوریم و در نهایت تغییرات زمانی آنتروپی خطی را به عنوان سنجه‌ای برای اندازه‌گیری درهم‌تنیدگی مورد مطالعه قرار می‌دهیم. نتایج نشان می‌دهند که اتلاف باعث کاهش میزان درهم‌تنیدگی بین اتم و زیرسامانه‌های میدان و آینه می-شود.

کلید واژه- آنتروپی خطی، درهم‌تنیدگی، کاواک اپتومکانیک، هامیلتونی مؤثر.

The entanglement dynamics of an optomechanics system in the presence of a driving laser: the effect of dissipation

M. Hassani nadiki; M. K. Tavassoly
Atomic and Molecular Group, Faculty of Physics, Yazd University

Abstract- In this paper, we investigate the entanglement dynamics of a two-level atom with a single-mode quantized field in a damped cavity optomechanics system in the presence of a driving laser. To achieve this purpose, after obtaining the effective Hamiltonian we added a suitable dissipation term to it. Then, we evaluate the explicit time-dependent form of the state vector of the whole system by choosing particular initial conditions for atom, field and the oscillatory mirror and finally, we calculate the time evolution of linear entropy as a measure of entanglement. The results show that the dissipation reduces the amount of entanglement between the atom and the subsystem consisting of the field and mirror.

Keywords: linear entropy, entanglement, cavity optomechanics, effective Hamiltonian.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

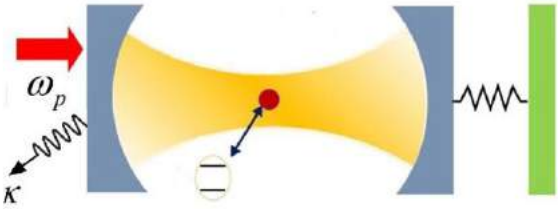
۱- مقدمه

گروه والتر برای اولین بار اثرهای فشار تابشی را بر آینه-های ماکروسکوپیک مشاهده کردند [۱]. در این آزمایش‌ها از یک کاواک اپتیکی استفاده شد که در آن، یکی از آینه-های انتهایی آزادانه در محدوده مشخصی حرکت می‌کند. در این شرایط، حرکت ارتعاشی آینه با میدان تابشی درون کاواک توسط فشار تابشی جفت می‌شود. این نوع برهم-کنش نور با ماده (جسم ماکروسکوپیک) که در آن، فشار تابشی توانایی جابجا کردن یک جسم ماکروسکوپیک (همانند آینه متحرک) را دارد به جفت‌شدگی اپتومکانیک موسوم است و سامانه مربوطه را یک سامانه اپتومکانیک می‌نامند. در سال‌های اخیر سامانه‌های اپتومکانیک کاربردهای بسیار گسترده‌ای را در فیزیک تجربی و نظری به خود اختصاص داده‌اند. کاربردهای چنین سامانه‌ای به قدری قابل ملاحظه است که در حوزه وسیعی از پژوهش-های اپتیک کوانتومی می‌توان از قابلیت‌ها و توانمندی-های آن بهره جست. با استفاده از سامانه‌های اپتومکانیک می‌توان اصول مهمی از مکانیک کوانتومی را مورد آزمون تجربی قرار داد [۲]. از جمله کاربردهای سامانه‌های اپتومکانیک می‌توان به اندازه گیری‌های دقیق جرم و نیرو [۳]، آشکارسازی امواج گرانشی [۴]، پردازش اطلاعات کوانتومی و سردسازی نوسانگرهای مکانیکی نزدیک به حالت پایه [۵] اشاره کرد. از سوی دیگر، درهم‌تنیدگی یکی از پدیده‌های مهم مکانیک کوانتومی به‌شمار می‌رود که در سال‌های اخیر، سامانه‌های اپتومکانیک که در ساده‌ترین حالت از یک کاواک اپتیکی با تک‌آینه متحرک تشکیل شده‌اند، امکان بررسی این اثر کوانتومی را ممکن ساخته‌اند [۶]. در این سامانه‌ها نیروی فشار تابشی می-تواند منجر به حرکت آینه متحرک حول نقطه تعادل و در نتیجه جفت‌شدگی مدهای مکانیکی و اپتیکی و ایجاد درهم‌تنیدگی میان آن‌ها شود.

اخیراً حالت‌های درهم‌تنیده سه‌جزئی در یک سامانه اپتومکانیکی متشکل از یک اتم دوترازی و میدان کوانتیده تک‌مد در کاواک اپتیکی با یک آینه متحرک در غیاب لیزر رانشی در [۷] و در حضور لیزر رانشی در [۸] بررسی شده است. در مقاله حاضر، اثر اتلاف میدان بر دینامیک درهم‌تنیدگی این سامانه در حضور لیزر رانشی مورد بررسی قرار می‌گیرد.

۲- مدل فیزیکی سامانه

سامانه‌ای اپتومکانیکی مانند شکل ۱ را در نظر می‌گیریم. این سامانه شامل یک اتم دوترازی با حالت پایه $|g\rangle$، حالت برانگیخته $|e\rangle$ و بسامد گذار $\omega_{\rm at}$ است که با یک میدان تابشی کوانتیده تک‌مد در یک کاواک اپتومکانیکی میرا که یکی از آینه‌های آن متحرک است برهم‌کنش می-کند.



شکل ۱: یک اتم دوترازی در حال برهم‌کنش با یک میدان کوانتیده تک‌مدی در یک سامانه اپتومکانیک کوانتومی میرا. کاواک توسط یک میدان پمپ تغذیه می‌شود و κ آهنگ اتلاف کاواک را نشان می‌دهد.

همچنین، سامانه توسط یک میدان پمپ با بسامد $\omega_{\rm p}$ و دامنه $E_{\rm p}$ روی آینه تغذیه می‌شود و κ آهنگ اتلاف کاواک را نشان می‌دهد. اثر دامنه میدان لیزر رانشی به این دلیل که برای تحقق فیزیکی سامانه اپتومکانیکی مورد نظر بسیار حائز اهمیت می‌باشد در نظر گرفته شده است و در مورد نتایج حضور آن در مرجع [۸] به طور جامع بحث کرده‌ایم. با در نظر گرفتن آینه متحرک همانند یک نوسانگر هماهنگ کوانتومی با جرم مؤثر m و بسامد $\omega_{\rm m}$، هامیلتونی کل سامانه را به صورت زیر می‌نویسیم:

$$\hat{H} = \hbar\omega_c\hat{a}^\dagger\hat{a} + \frac{1}{2}\hbar\omega_{at}\hat{\sigma}_z + \hbar\omega_m\hat{b}^\dagger\hat{b}$$
$$-\hbar G\hat{a}^\dagger\hat{a}(\hat{b}+\hat{b}^\dagger) + \hbar J(\hat{a}\hat{\sigma}_+ + \hat{a}^\dagger\hat{\sigma}_-) \qquad (۱)$$
$$+i\hbar E_p(\hat{a}^\dagger e^{-i\omega_p t} - \hat{a}e^{i\omega_p t}),$$

در این رابطه، $\hat{a}\left(\hat{a}^\dagger\right)$ و $\hat{b}\left(\hat{b}^\dagger\right)$ به ترتیب عملگرهای نابودی (آفرینش) مربوط به حرکت نوسانی آینه با بسامد ω_m و مد میدان با بسامد ω_c و $\hat{\sigma}_\pm$ و $\hat{\sigma}_z$ هم عملگرهای گذار و وارونی جمعیت مربوط به اتم هستند. جملات اول، دوم و سوم به ترتیب متناظر با هامیلتونی آزاد میدان، اتم و آینه هستند و جمله چهارم آن بیانگر جفت‌شدگی بین میدان کاواک و نوسانگر مکانیکی است. دوجمله آخر نیز به ترتیب برهم‌کنش بین میدان کاواک و اتم دوترازی با قدرت جفت‌شدگی J و برهم‌کنش بین میدان لیزر اعمالی و میدان کاواک را نشان می‌دهند. در

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

چارچوب چرخان، هامیلتونی (۱) به صورت زیر تبدیل می‌شود:

$$\hat{H} = \hbar\Delta_c \hat{a}^\dagger\hat{a} + \hbar\omega_m \hat{b}^\dagger\hat{b} + \frac{1}{2}\hbar\Delta_{at}\hat{\sigma}_z - \hbar G\,\hat{a}^\dagger\hat{a}(\hat{b}+\hat{b}^\dagger) + \hbar J(\hat{a}\,\hat{\sigma}_+ + \hat{a}^\dagger\hat{\sigma}_-) + i\hbar E_p(\hat{a}^\dagger - \hat{a}), \quad (۲)$$

که در این رابطه پارامتر نامیزانی میدان پمپ-کاواک (اتم-لیزر رانشی) به شکل $\Delta_c = \omega_c - \omega_p$ و $(\Delta_{at} = \omega_{at} - \omega_p)$ تعریف می‌شود. هامیلتونی در تصویر برهم‌کنش با در نظر گرفتن شرایط $\Delta_c = 2\omega_m$ و $\Delta_{at} = \omega_m$، به صورت زیر محاسبه می‌شود:

$$\hat{H}_{\text{int}} = -\hbar G\,\hat{a}^\dagger\hat{a}(\hat{b}e^{-i\omega_m t} + \hat{b}^\dagger e^{i\omega_m t}) + \hbar J(\hat{a}\,\hat{\sigma}_+ e^{-i\omega_m t} + \hat{a}^\dagger\hat{\sigma}_- e^{i\omega_m t}) - i\hbar E_p(\hat{a}e^{-2i\omega_m t} - \hat{a}^\dagger e^{2i\omega_m t}). \quad (۳)$$

پس از محاسبات نسبتاً طولانی، هامیلتونی مؤثر سامانه با استفاده از روش کورس-گریند [۹] به صورت زیر حاصل می‌شود:

$$\hat{H}_{\text{eff}} = \frac{\hbar GJ}{\omega_m}(\hat{a}^\dagger\hat{b}\hat{\sigma}_- + \hat{a}\hat{b}^\dagger\hat{\sigma}_+) - \frac{\hbar G^2}{\omega_m}(\hat{a}^\dagger\hat{a})^2 - \frac{\hbar J^2}{\omega_m}\left(\hat{a}^\dagger\hat{a}\hat{\sigma}_z + \hat{\sigma} + \hat{\sigma}-\right) - i\frac{3}{4}\frac{\hbar GE_p}{\omega_m}(\hat{a}\hat{b}^\dagger e^{-i\omega_m t} - \hat{a}^\dagger\hat{b}e^{i\omega_m t}) + i\frac{3}{4}\frac{\hbar JE_p}{\omega_m}(\hat{\sigma}_- e^{-i\omega_m t} - \hat{\sigma}_+ e^{i\omega_m t}), \quad (۴)$$

جمله اول این هامیلتونی، نشان‌دهنده برهم‌کنش سه‌جزئی بین اتم، میدان و آینه است. این برهم‌کنش نقش مهمی در تولید حالت‌های درهم‌تنیده ایفا می‌کند [۷،۱۰]. برای بررسی اثر اتلاف میدان بر دینامیک درهم‌تنیدگی سامانه اپتومکانیکی، هامیلتونی جدید را به صورت زیر تعریف می‌کنیم [۱۱]:

$$\hat{\mathrm{H}}_{eff} = \hat{H}_{\text{eff}} - i\kappa\hbar\hat{a}^\dagger\hat{a}. \quad (۵)$$

در این مقاله حالت اولیه اتم را یک برهم‌نهی کلی از حالت‌های پایه و برانگیخته، مد میدان کاواک را در حالت پایه و حالت اولیه مد مکانیکی را در حالت تک‌فوتونی در نظر می‌گیریم. در این صورت داریم:

$$|\psi(0)\rangle = |0_f, 1_m\rangle(\cos\theta|e\rangle + \sin\theta|g\rangle). \quad (۶)$$

تابع موج وابسته به زمان سامانه تحت تأثیر هامیلتونی (۵) را به صورت زیر درنظر می‌گیریم:

$$|\psi(t)\rangle = M_1(t)|0_f, 1_m, e\rangle + M_2(t)|0_f, 1_m, g\rangle + M_3(t)|1_f, 0_m, e\rangle + M_4(t)|1_f, 0_m, g\rangle, \quad (۷)$$

در این رابطه، $M_i\ (i=1,2,..,5)$ دامنه‌های احتمال هستند که باید تعیین شوند. با حل معادله شرودینگر وابسته به زمان، چهار معادله دیفرانسیل جفت‌شده به صورت زیر به دست می‌آیند:

$$\dot{M}_1(t) = \frac{iJ^2}{\omega_m}M_1 - \frac{3}{4}\frac{JE_p}{\omega_m}e^{i\omega_m t}M_2 + \frac{3}{4}\frac{GE_p}{\omega_m}e^{i\omega_m t}M_3 - \frac{iGJ}{\omega_m}M_4,$$

$$\dot{M}_2(t) = \frac{3}{4}\frac{JE_p}{\omega_m}e^{-i\omega_m t}M_1 + \frac{3}{4}\frac{GE_p}{\omega_m}e^{-i\omega_m t}M_4,$$

$$\dot{M}_3(t) = \frac{3}{4}\frac{GE_p}{\omega_m}e^{i\omega_m t}M_1 + \frac{iJ^2}{\omega_m}M_3 - \kappa M_3 - \frac{3}{4}\frac{JE_p}{\omega_m}e^{i\omega_m t}M_4,$$

$$\dot{M}_4(t) = -\frac{iGJ}{\omega_m}M_1 + \frac{3}{4}\frac{GE_p}{\omega_m}e^{i\omega_m t}M_2 + \frac{3}{4}\frac{JE_p}{\omega_m}e^{-i\omega_m t}M_3 - \kappa M_4.$$

با حل مجموعه معادلات دیفرانسیل بالا، می‌توان بردار حالت سامانه اپتومکانیکی را در حضور اتلاف میدان به دست آورد (به دلیل پیچیدگی و طولانی بودن جواب‌ها از نوشتن شکل صریح آن‌ها خودداری می‌کنیم). در ادامه، قصد داریم اثر اتلاف بر دینامیک درهم‌تنیدگی بین اتم و زیرسامانه "آینه+میدان" را توسط سنجه آنتروپی خطی که به صورت $S_{at}(t) = 1 - \mathrm{Tr}\left(\hat{\rho}_{at}^2(t)\right)$ تعریف می‌شود بررسی کنیم. آنتروپی قادر است درجه درهم‌تنیدگی یک حالت را آشکار کند به نحوی که آنتروپی بالاتر (پایین‌تر) نشان‌دهنده درجه درهم‌تنیدگی بزرگ‌تر (کوچک‌تر) است. در این رابطه، $\hat{\rho}_{at}(t)$ ماتریس چگالی کاهش‌یافته است:

$$\hat{\rho}_{at}(t) = \mathrm{Tr}_{\mathrm{f,m}}[\hat{\rho}(t)] = \left(|M_1(t)|^2 + |M_3(t)|^2\right)|e\rangle\langle e| + (|M_2(t)|^2 + |M_4(t)|^2)|g\rangle\langle g| + (M_1(t)M_2^*(t) + M_3(t)M_4^*(t))|e\rangle\langle g| + (M_1^*(t)M_2(t) + M_3^*(t)M_4(t))|g\rangle\langle e|. \quad (۸)$$

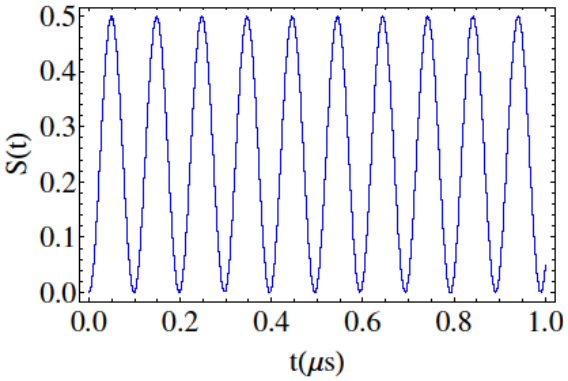
در نتیجه، آنتروپی خطی برای اتم به صورت زیر حاصل می‌شود:

$$S_{at}(t) = 1 - \left(|M_1(t)|^2 + |M_3(t)|^2\right)^2 - (|M_2(t)|^2 + |M_4(t)|^2)^2 - 2(M_1(t)M_2^*(t) + M_3(t)M_4^*(t)) \times (M_1^*(t)M_2(t) + M_3^*(t)M_4(t)). \quad (۹)$$

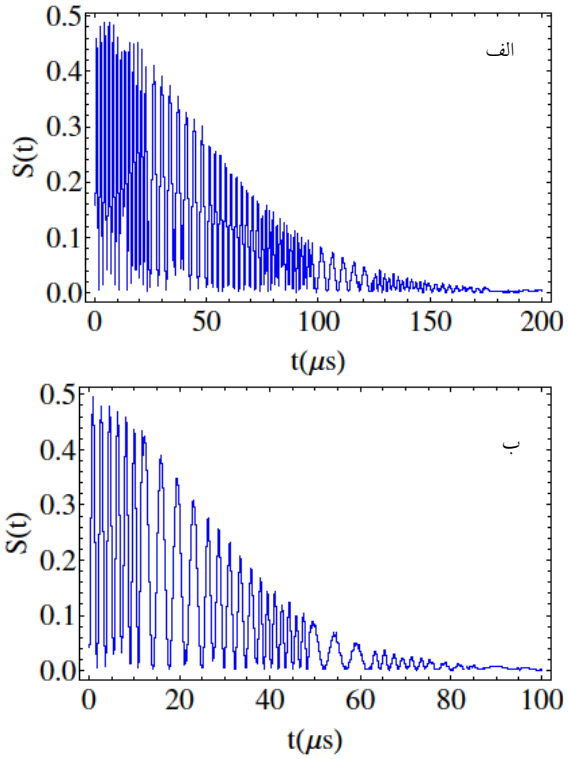
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

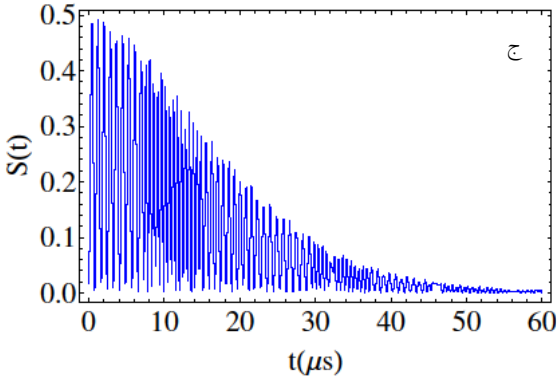
۳- نتیجه گیری و تجزیه و تحلیل دینامیک درهم‌تنیدگی سامانه در حضور اتلاف

در این بخش، تحول زمانی آنتروپی خطی را در غیاب و در حضور اتلاف بررسی می‌کنیم. شکل‌های ۲ و ۳ تغییرات آنتروپی خطی بر حسب زمان را برای حالتی که ضریب جفت‌شدگی اپتومکانیکی برابر با ضریب جفت‌شدگی اتم-میدان و اتم در حالت پایه $\left(\theta=\frac{\pi}{2}\right)$ است را به ترتیب در در غیاب اتلاف و در حضور آن نشان می‌دهند. همان‌طور که از هر دو شکل پیداست رفتار آنتروپی در هر دو مورد نوسانی است.



شکل ۲: آنتروپی خطی بر حسب زمان به ازای $G=J=2\pi\times12.5MHz$ ، $\theta=\frac{\pi}{2}$ ، $E_p=2\pi\times0.2GHz$ و $\kappa=0$.





شکل ۳: آنتروپی خطی بر حسب زمان الف) $\kappa=2\pi\times50kHz$ ب) $\kappa=2\pi\times100kHz$ ج) $\kappa=2\pi\times150kHz$. دیگر پارامترها همانند شکل ۲ در نظر گرفته شده‌اند.

در شکل ۲ مشاهده می شود که در زمان‌های ویژه‌ای آنتروپی خطی بیشینه مقدار خود را دارد و در نتیجه بیشینه درهم‌تنیدگی بین اتم و زیرسامانه‌ها به دست می-آید ولی با اضافه کردن اتلاف میدان (شکل ۳) مشاهده می‌شود که وجود اتلاف باعث کاهش درهم‌تنیدگی بین اتم و زیرسامانه‌های میدان و آینه می‌شود و هم‌چنین، با افزایش اتلاف آنتروپی خطی سریع‌تر به صفر می‌رسد (وقوع پدیده واهمدوسی).

مراجع

[1] J. D. Mc. Cullen, P. Meystre and E. M. Wright, “Mirror confinement and control via radiation pressure”, Opt. Lett, **9** 193 (1984).

[2] V. B. Braginsky, S. E. Strigin, and S. P. Vyatchanin, “Parametric oscillatory instability in Fabry–Perot interferometer”, Phys. Lett. A, **287** 331 (2001).

[3] D. Vitali, S. Mancini, P. Tombesi, “Optomechanical Scheme for The Detection of Weak Impulsive Forces”, Phys. Rev. A, **64** 051401 (2001).

[4] V. B. Braginsky, F. Y. Khalili, K. S. Thorne, *Quantum Measurement*, Cambridge University Press, 1995.

[5] S. Barzanjeh, M. H. Naderi, M. Soltanolkotabi, “Back-Action Ground-State Cooling of a Micromechanical Membrane via Intensity-Dependent Interaction”, Phys. Rev. A, **84** 023803 (2011).

[6] D. Vitali, S. Gigan, A. Ferreira and et al, “Optomechanical Entanglement Between a Movable Mirror and a Cavity Field”, Phys. Rev. Lett, **98** 030405 (2007).

[7] Q. H. Liao, W. J. Nie, J and et al. Xu, “Properties of Linear Entropy of The Atom in a Tripartite Cavity Optomechanical System”, Laser. Phys, **26** 055201 (2016).

[۸] مرضیه حسنی ندیکی، محمد کاظم توسلی، "اثر دامنه میدان پمپ کاواک بر دینامیک درهم‌تنیدگی سامانه اپتومکانیکی"، مقاله نامه کنفرانس فیزیک ایران، ۱۰۸۲ (۱۳۹۶).

[9] D. F. V. James, J. Jerke, “Effective Hamiltonian Theory and Its Applications in Quantum Information”, Can. J. Phys, **85** 625 (2007).

[10] M. Hassani Nadiki, M. k. Tavassoly, “Collapse-Revival in Entanglement and Photon Statistics: The Interaction of a Three-Level Atom with a Two-Mode Quantized Field in Cavity Optomechanics”, Laser. Phys, **26** 125204 (2016).

[11] C. Di Fidio, W. Vogel, M. Khanbekyan, D. G. Welsch, “Photon emission by an atom in a lossy cavity”. Phys. Rev. A, **77** 043822 (2008).

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

اثیر دما بر حسگری اکسیژن توسط گرافن

ذاکری، فهیمه؛ توبه ئیها، نفیسه؛ استواری، فاطمه؛

یزد، صفاییه ،دانشگاه یزد، دانشکده فیزیک

چکیده-گرافن با استفاده از روش هامر سنتز و سپس ترانزیستوری با پوشش نانو صفحات گرافن بر روی زیرلایه SiO_2/Si ساخته شد. جریان عبوری از افزاره ساخته شده هنگامی‌که در معرض گاز اکسیژن در شرایط محیطی و در دماهای مختلف مورد بررسی قرار گرفت. این نسبت به مولکول‌های اکسیژن پاسخ p-type را در دمای اتاق نشان داد. بنابراین جذب مولکولهای اکسیژن بر روی حسگر تراکم حامل‌های بار را کاهش می‌دهد و موجب کاهش جریان الکتریکی می‌شود. اما افزایش دما بطور چشمگیری منجر به افزایش جریان و افزایش قدرت حسگری آن می‌شود. همچنین در این مطالعه میزان حساسیت حسگر ساخته شده نیز اندازه‌گیری و تاثیر جذب اکسیژن بر مقدار جریان الکتریکی نشان داده شده است.

کلید واژه- سنسور اکسیژن، گرافن، حساسیت، شرایط محیطی، افزایش دما

The Effect of Temperature on the Oxygen Sensing by Graphen

Zakeri, Fahimeh; Tobeheiha Nafiseh; Ostovari, Fatemeh;

Yazd, Safayeh, Yazd University, Department of Physics

Abstract- We have synthesized graphene using Hammers' method. Then the Oxygen sensor is fabricated with qualified graphene nanosheets covered SiO_2/Si wafer and Ohmic contact in tow corners. Finally, we investigate the sensitivity of it when exposed to Oxygen at ambient condition in air and at different temperatures.

A resistive graphene-based gas sensor prepared in this way revealed p-type oxygen response at room temperature. So the absorption of Oxygen molecules on it increases the carrier density and cause to increase the electrical current across it. The variations of electrical current across the sensor, when exposed to Oxygen flow, get increased by increasing temperature.

Keywords: Oxygen sensor, graphene, sensitivity, ambient condition

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

1 Introduction

Graphene, a two-dimensional (2D) sp^2 carbon network, has attracted a wide range of interest due to its fascinating electronic, mechanical and thermal properties after its empirical discovery in 2004 [1]. The extremely high carrier mobility, mechanical flexibility, optical transparency and chemical stability of graphene provide a great opportunity for the development of high-performance electronic and optoelectronic devices [2–11].

Among other applications, the exceptional surface-to volume ratio and high electron mobility in room temperature entitles graphene as a promising candidate for gas sensing applications. In this regard, the ultimate single-molecule sensitivity of graphene devices has been reported in recent years [12,13]. In addition to sensitivity and selectivity, sensor response is important in environmental conditions and under the interaction with surrounding atmospheric gases.

Although Oxygen (O_2) is very important for life and industrial use, it can lead to combustion at high concentrations. Some researches show the ability of graphene to sense O_2 with very high sensitivity. In this work, we have used graphene for the fabrication of an O_2 sensor at ambient condition in air when exposed to O_2 gas and at different temperatures.

So, Hummers' method was utilized to oxidize natural graphite powder then the chemically oxidized graphite is cleaved to obtain graphene oxide nanosheets. Graphene nanosheets can be achieved by an additional reduction step. As-prepared sheets were characterized by the field emission scanning electron microscope (FESEM), FTIR spectrum and Raman scattering analysis. Then the O_2 sensor is fabricated with qualified graphene nanosheets covered SiO_2/Si wafer and Ohmic contact in tow corners. Finally, we investigate the sensitivity of it at ambient condition in air and under O_2 flow and at different temperatures.

2 Materials and method

In order to synthesize the graphite oxide, Hummers' method was utilized to oxidize natural graphite powder.

In this process, in a 250 mL flask 1 g of graphite and 1.5 g $NaNO_3$ were added to 25 mL of H_2SO_4. The flask was then placed in an ice bath for 15 min to cool it down to 0 ◦C. After that, 3 g of potassium permanganate ($KMnO_4$) was added slowly to the flask. The obtained suspension was then stirred continuously for 2 h. The temperature in this step was kept at 35°C. Subsequently, it was diluted by 200 mL of deionized (DI) water at the temperature less than 60°C. H_2O_2 solution was then added to flask over which the residual permanganate was reduced to soluble manganese ions. The obtained product was then isolated by filtration, washed copiously with DI water and dried at 60°C for 24 h to obtain brownish graphite oxide powder. In order to form a stable colloidal dispersion, a 10 mg portion of graphite oxide powder was dispersed in 10 mL of DI water by magnetic stirring for 1 h and sonication for 2 h [14, 15].

As a substrate for deposition of G sheets, (1 0 0) oriented silicon wafer was used. A 100 nm thickness of SiO_2 layer was then thermally grown on silicon substrate to electrically isolate the contacting electrodes from the substrate.

The Raman spectroscopy was used for characterization of the reduced sheets. Raman spectra were obtained at room temperature using a Nicolet Almega XR Dispersive Raman spectrometer equipped with second harmonic frequency of a Nd:YLF laser operating at 532 nm.

Fourier transform infrared spectroscopy (FT-IR) was obtained using Bruker Tensor 27 Spectrometer to characterize the oxidized sheets. Morphological study of the samples was performed by a Hitachi 4160 FESEM at an electron accelerating voltage of 15 kV.

3 Results and Discussion

To characterize the surface topography of the prepared sheets by FESEM, graphene sheets were coated on the Si/SiO_2 substrate. Figures 1 show FESEM images of the prepared graphene sheets. Images present some partially overlapped sheets deposited on the substrate. As can be seen from Figures 2 and 3, the dimension of the majority of the sheets was found to be a few micrometers.

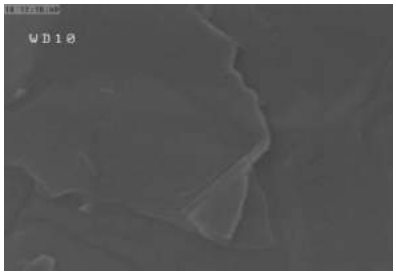


Figure 1: FESEM images of the prepared G sheets on SiO2/Si substrate.

Raman spectroscopy is a widely used tool for the characterization of carbon-based structures. The

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

Raman spectra of graphene sheets exhibit two important peaks called D, G and 2D bands around 1331, 1590 and 2898 cm^{-1}. The G band shows the presence of sp^2 carbon-type structures within the sample and the D band is associated with the presence of defects in the hexagonal graphitic layers [16–18].

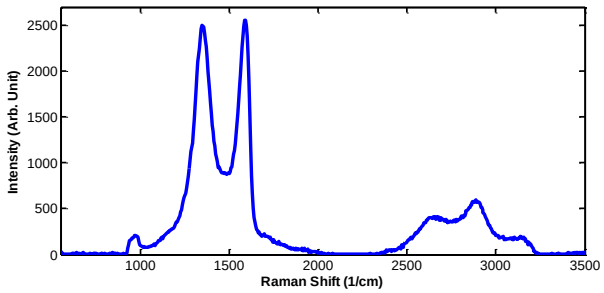


Figure 2: Raman spectroscopy of the prepared graphene sheets on SiO_2/Si substrate.

To identify the bonds between C and O, FTIR analysis was carried out for graphene sheets on SiO_2/Si and Graphite Oxide powder prepared by Hammers' method. The FTIR spectra show the presence of C-H, C-O, C-O-C, C-C and C=O at 900, 1020, 1123, 1583 and 1710 cm^{-1} respectively in Figure 3. The intensity of peaks is different for graphene layers and Graphite Oxide powder. Spatially, the appearance of a spread peak in the region of 3000 to 3600 cm^{-1} is seen in FTIR of Graphite Oxide powder that is related to the tensile vibration of the O-H bond [19, 20].

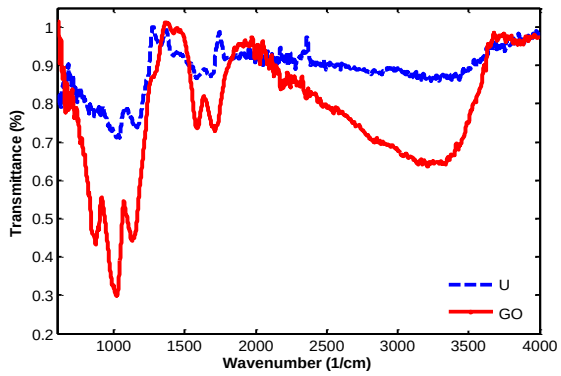


Figure 3: FTIR spectra of the prepared graphene sheets on SiO_2/Si substrate.

To test the applicability of the fabricated structure as O_2 sensor, the electrical current variation during exposure of O_2 at different temperatures were studied at ambient conditions in air. For this purpose, the current across the fabricated structure have been investigated versus the source-drain voltage before and after gas absorption at different tempratures. Then the differences between them are plotted at different temperatures versus source-drain voltage (Fig. 4).

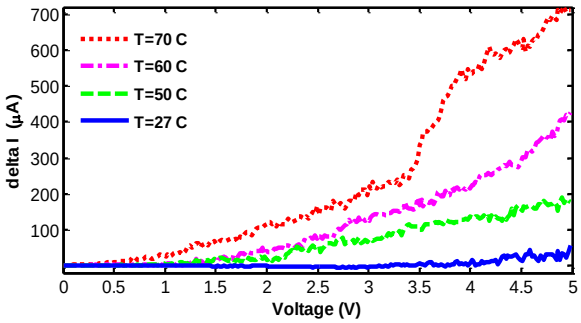


Figure 4: Variations of electrical current across the sensor, when exposed to Oxygen flow at different temperature.

The current of the sensor showed an increase when exposed to the O_2 flow at ambient condition and room temperature. These current increases were due to the absorption of O_2 molecules on graphene surface. They act as p-type dopants and enhanced the hole conduction and generate a significant increase in current. At higher temperature, the absorption rate of O_2 on the surface of graphene increases and so the response of sensor to O_2 flow becomes stronger.

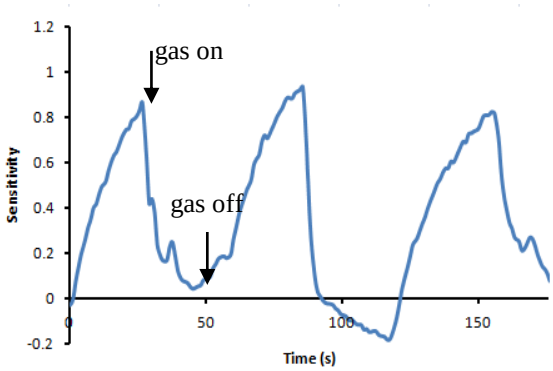


Figure 5: Sensitivity of the graphene to Oxygen at 60°C.

Fig. 5 presents the achieved electrochemical sensitivity ($\Delta I/I$) of the graphene based sensor, in response to Oxygen gas at 60°C. One can see that electrical conductivity of graphene is highly depended on the gas adsorption on this two dimensional carbon lattice. Sp^2 orbitals in graphene, behave as active sites which adsorb molecular gases and can lead to variation of conductivity according to the electron affinity of the Oxygen molecules.

In conclusion, the current that is passing from the graphene sensor changes when expose to the O_2 flow at ambient condition. By increasing

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

temperature the sensitivity of graphene for O_2 sensing gets increased.

References

[1]A. K.S, Novoselov1, B. A.K, Geim2, C. S.V. Morozov3, D. D, Jiang4, E. Y, Zhang5, F. S.V, Dubonos6, G. I.V, Grigorieva7, H. A.A, Firsov8, *Electric Field Effect in Atomically Thin Carbon Films*, Science 306, 666 (2004)

[2] A. Sasha Stankovich 1, B. Dmitriy A. Dikin2, C. Richard D. Piner3, D. Kevin A. Kohlhaas4, E. Alfred Kleinhammes5, F. Yuanyuan Jia6, G. Yue Wu7, H. SonBinh T. Nguyen8, I. Rodney S. Ruoff9, *Synthesis of graphene-based nanosheets via chemical reduction of exfoliated graphite oxide*, Carbon 45, 1558 (2007).

[3] A. Ostovari, Fatemeh1, B. Abdi, Yaser2, C. Ghasemi, Foad3, "*Controllable formation of graphene and graphene oxide sheets using photo-catalytic reduction and oxygen plasma treatment*". Eur, Phys. J. Appl. Phys. (2012) 60: 30401.

[4] A. Ostovari, Fatemeh1, and B. Abdi, Yaser2, *Magnetic field enhanced hydrophilicity of Fe-TiO_2 nanostructures*. Eur. Phys. J. Appl. Phys. (2012) 58: 30402.

[5] A. Robinson, Jeremy1, B.Perkins, Keith2, C. Snow, Eric3, D. Wei, Zhongqing4, E. Sheehan, Paul6, *Reduced Graphene Oxide Molecular Sensors.* Nano Lett. 8, 3137 (2008).

[6] A. Das, Sriya1, B. Irin, Fahmida2, C. Ahmed, Tanvir3, D. Abel, Cortinas4, E. Ahmed, Cortinas5, F. Wajid Ahmed6, G.Parviz, Dorsa7, H. Jankowski, Alan8, I. Kato, Masaru8, J. Green, Micah9. *Non-covalent functionalization of pristine few layer graphene using triphenylene derivatives for conductive poly (vinyl alcohol) composites*. Polymer 53, 2485 (2012) .

[7] A. Ostovari, Fatemeh1. and B. Farshi, Moravvej2, *Photodetectors with armchair graphene nanoribbons and asymmetric source and drain contacts*. Appl. Surf. Sci. 318, 108–112, (2014)

[8] A. Ostovari, Fatemeh1, and B. Farshi, Moravvej2, *Photodetectors with zigzag and armchair graphene nanoribbon channels and asymmetric source and drain contacts: Detectors for visible and solar blind applications*. J. Appl. Phys. 120, 144505 (2016).

[9] A. Stampfer, C1, B. Schurtenberger, E2, 3. Molitor, F3, D. G¨uttinger, J4, E. Ihn,T5, F. Ensslin, K6, *Tunable Graphene Single Electron Transistor*, Nano Lett. 8, 2378 (2008)

[10] A. Ostovari, Fatemeh1, and B. Farshi, Moravvej2, *Dual function armchair graphene nanoribbon-based spin-photodetector: Optical spin-valve and light helicity detector*, Appl. Phys. Lett, 105, 072407, (2014).

[11] A. Ostovari, Fatemeh1, B. Abdi, Yaser2, C. Darbari, S3, D. Ghasemi, Foad4, *Effects of electromechanical resonance on photocatalytic reduction of the free-hanging graphene oxide sheets*, J Nanopart Res (2013) 15:1551

[12] A. Rumyantsev1, B. S, Liu2, C. G, Shur3, D. M.S, Potyrailo4, E. R.A, Balandin5, *Selective gas sensing with a single pristine graphene transistor*, Nano Lett, 12 (5) (2012) 2294e2298.

[13] A. Jebreiil Khadem1, B. Abdi, Y2, C. Darbari, S3, D. Ostovari, F4, *Investigating the effect of gas absorption on the electromechanical and electrochemical behavior of graphene/ZnO structure, suitable for highly selective and sensitive gas sensors*, Current Applied Physics, 14, 1498-1503, (2014).

[14] A. Sasha Stankovich1, B. Dikin, Dmitriy A2, C. Piner, Richard D3, D. Kohlhaas, Kevin A4, E. Kleinhammes, Alfred5, F. Jia, Yuanyuan6, G. Wu, Yue7, H. Nguyen, SonBinh T8, J. Ruoff, Rodney S8, *Synthesis of graphene-based nanosheets via chemical reduction of exfoliated graphite oxide.* Carbon 45, 1558 (2007)

[15] A. Bing, Li1, B. Xintong, Zhang2, C. Xinghua, Li, Lei, Wang, Runyuan, Han, Bingbing, Liu, Weitao, Zheng, Xinglin, Li, Yichun, Liua. *Photo-assisted preparation and patterning of large-area reduced graphene oxide–TiO2 conductive thin film Chem*, Commun. 46, 3499 (2010)

[16] A. Tuinstra, F1, B. Koenig, J2, C. L, Chem J3, *Raman Spectrum of Graphite*, Phys. 53, 1126 (1970)

[17] A. Ferrari, A1, B. C, Robertson, J2, *Interpretation of Raman spectra of disordered and amorphous carbon*, Phys. Rev. B 61, 14095 (2000)

[18] A. Graf1, B. D, Molitor2, C. F, Ensslin3, D. K, Stampfer4, E. C, Jungen5, F. A, Hierold6 G. Wirtz, L7, *Spatially Resolved Raman Spectroscopy of Single- and Few-Layer Grapene*, Nano Lett. 7, 238 (2007)

[19] A. Eun-Young Choi1, B. Tae Hee Han2, C. Jihyun Hong3, D. Ji Eun Kim4, E. Sun Hwa Lee5, F. Hyun Wook Kim6, G. Sang Ouk KiM7, *Noncovalent functionalization of graphene with end-functional polymers*, Journal of Materials Chemistry, 20, (2010) 1907-1912.

[20] A. Tessy Theres, Baby1, and B. Ramaprabhu, S2, *Investigation of thermal and electrical conductivity of graphene based nanofluids*, Journal of Applied Physics 108, (2010) 124308.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

مطالعه امواج شوک حاصل از فروشکست القایی لیزری با استفاده از روش تصویربرداری سایه‌نگاری

میرمحمدرضا جعفری سیدحقیقی، دکتر سیدحسن توسلی

تهران، اوین، دانشگاه شهید بهشتی، پژوهشکده لیزر و پلاسما

چکیده - در این مقاله، با استفاده از تکنیک تصویربرداری سایه‌نگاری، موج شوک حاصل از پلاسمای ایجاد شده توسط پالس لیزری که بر سطح یک نمونه آلومینیومی تابیده شده است را مورد بررسی قرار می‌دهیم. اساس کار سایه‌نگاری به عنوان یک روش موثر و کارامد در ثبت وقایع سریع همچون موج شوک، بر مبنای تغییرات ضریب شکست ناحیه اختلالی می‌باشد. بدین منظور جهت سایه‌نگاری از دو لیزر پالسی _ یکی از آنها جهت کندگی و ایجاد پلاسما در سطح نمونه و دیگری به منظور ساخت سایه موج شوک_ استفاده شده است. ثبت تصاویر مربوط به موج شوک در زمان‌های مختلف و همچنین اندازه‌گیری نتایج تجربی مربوط به پارامترهای مکان و سرعت موج شوک، مورد بحث قرار گرفته است.

کلید واژه- اندازه‌گیری ، پالس لیزر، پلاسما، تصویربرداری، سایه‌نگاری، موج شوک

Study of the shock waves generated by laser induction breakdown by Shadowgraphy imaging technique

MirMohammad Reza Jafari Seyed Haghighi and Seyed Hassan Tavassoli

Tehran, Evin, Shahid Beheshti University, Laser and Plasma Research Institute

Abstract- In this article, by shadowgraphical imaging technique, logged shock wave created from the plasma by laser pulse that is on the surface of an Aluminum sample is studied. Shadowgraphy as an effective and efficient method for recoding fast and efficient events like shock wave is based on changes in reflective index of the disordered area. For this purpose, in this article for shadowgraphy, two pulsed lasers are used _ one of them to ablation and creating plasma on the surface of sample and the other to create the shadow of shockwave. Recording the imaging of shock wave at different times and also the measurement of experimental results of the parameters related to position and speed of shock wave is studied.

Keywords: Measurement, Laser pulse, Plasma, Imaging, Shadowgraphy, Shock wave

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

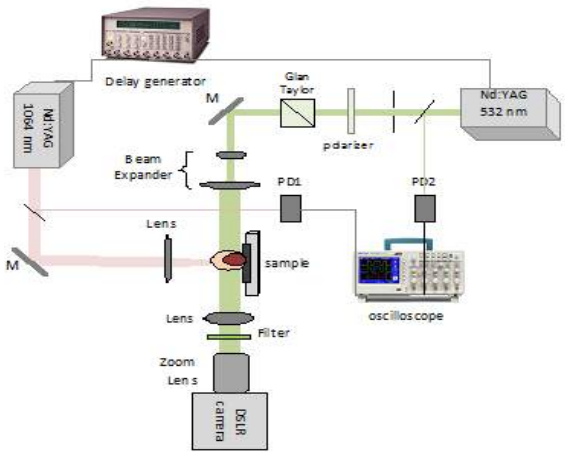
۱- مقدمه

امروزه مطالعات بسیاری بر روی برهمکنش بین نور و ماده انجام می‌شود. یکی از این برهمکنش‌ها، پلاسمای القاییده لیزری می‌باشد که توسط یک لیزر پالسی (با طول پالس نانوثانیه) که دارای انرژی بالایی (حدود ۱۰۰ میلی-ژول بر سانتی‌متر مربع) می‌باشد ایجاد می‌گردد. با انبساط و گسترش ذرات کنده شده و پلاسمای حاصل از این فرایند، یک موج شوک (shockwave) به خاطر تغییرات سریع فشار و چگالی در جلوی پلاسما انتشار می‌یابد. شناخت این فرایند و بررسی پارامترهای مربوط به آن، از اهمیت بسزایی برخوردار است. پارامترهایی مانند سرعت ذرات کنده شده و توزیع آنها درون پلاسما، وابستگی مکان و زمان موج شوک ایجاد شده و غیره، اطلاعاتی را در اختیار کاربر قرار می‌دهد که به شناخت بیشتر فرایند کندگی لیزری و پلاسمای حاصل منجر می‌شود. از طرفی دیگر با توجه به کاربردهای مختلفی که پلاسمای القاییده لیزری پیدا کرده است شناخت هر چه بیشتر پارامترهای مذکور می‌تواند باعث گسترش کاربردهای آن گردد. طیف سنجی فروشکست القایی لیزری (LIBS)، (LA-ICP-MS)، سنسورها، ریزماشین‌سازی، تولید نانو مواد، رسوبسازی توسط لیزر پالسی و منبع نوری برای لیتوگرافی از جمله کاربردهایی است که می‌توان به آنها اشاره کرد[۱و۸]. از دیگر کاربردهای مطالعه موج شوک و بررسی پارامترهای نام‌برده، در صنعت و علوم فضایی است؛ مانند پیشرانه‌های لیزری و چکش‌کاری لیزری[۶و۷].

محدودیتی که در تصویربرداری از موج شوک وجود دارد این است که چنین فرایندی، بسیار سریع می‌باشد (نانوثانیه). برای رفع این مشکل روش‌های تصویربرداری متعددی وجود دارد از جمله "تداخل‌سنجی"، "شلیرن" و "سایه‌نگاری" که اساس کار همه آنها تغییرات ضریب شکست می‌باشد. این سه روش به منزله ابزارهایی ساده و قوی جهت آنالیز پلاسمای القاییده لیزری محسوب می‌گردند. گرادیان‌های دمایی، امواج شوک، پرتاب ذرات و جریان‌های گرمایی توسط این تکنیک‌ها تصویربرداری می‌شوند. سایه‌نگاری، به عنوان یکی از موثرترین روش‌های اپتیکی در تصویربرداری و همچنین مطالعه‌ی تغییرات ثبت شده در تصاویر به حساب می‌آید. در این روش نور از ماده‌ی شفاف مورد مطالعه، همچون پلاسما، هوا، آب و غیره عبور کرده و تغییراتِ به وجود آمده در آنها به صورت سایه در دوربین ثبت می‌گردد[۱]. اساس این روش تغییرات ضریب شکست ناحیه مورد مطالعه و همچنین وجود موانع در برابر آشکارساز می باشد. بطوری که اگر اختلال مزبور، دارای ضریب شکست متغیری باشد، اشعه های نور عبوری از این ناحیه اختلالی بطور مجزایی شکست می یابند و از مسیر اصلی شان منحرف می شوند و یا جلوی آن توسط ذرات منسجم مسدود می‌شود. این تکنیک به طور گسترده‌ای در مکانیک سیالات و انتقال گرما به عنوان ابزاری جهت تصویر برداری شار جریان مورد استفاده قرار گرفته است. به طور کلی تصاویر ثبت شده توسط تکنیک سایه نگاری، به مشتق فضایی مرتبه دوم ضریب شکست ناحیه اختلالی وابسته می‌باشد[۳].

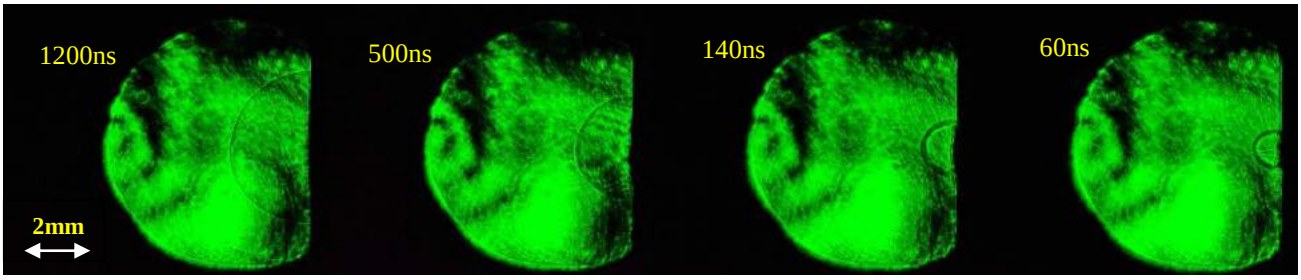
موج شوک یا موج ضربه، در مکانیک سیالات به عنوان یک اختلال در حال گسترش شناخته میشود. هنگامی که یک موج مکانیکی در یک سیال، سریع‌تر از سرعت موضعی صوت در آن محیط حرکت کند، موج شوک پدید می‌آید. همانند دیگر امواج، موج شوک با خود، انرژی را منتقل می‌کند و می‌تواند در یک محیط مادی گسترش یابد و فشار و چگالی و دمای محیط را به‌صورت موضعی تغییر دهد. می‌توان از چنین انفجارهایی در اخترفیزیک در قالب **انفجار ابراخترنو** یاد کرد.

در این مقاله با استفاده از روش سایه‌نگاری، از موج شوک در زمان‌های مختلف، تصویربرداری شده است به طوری که مکان و سرعت موج شوک بر حسب زمان به صورت تجربی بدست آمده است و مقایسه‌ای با نتایج حل عددی و تحلیلی این پدیده انجام شده است. بدین منظور، پارامترهایی که در حل تحلیلی و عددی حرکت موج



شکل ۱: چیدمان آزمایشگاهی کندگی لیزری و سایه نگاری. نور قرمز به‌منظور کندگی و نور سبز نیز به‌منظور ایجاد سایه.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد



شکل ۲: سایه نگاری موج شوک پیشرونده، در تأخیرهای زمانی متفاوت، بین دو پالس لیزری ۵۳۲ و ۱۰۶۴ نانومتر. شاخص اندازه‌گیری در شکل نشان داده شده است.

شوک در فضا مورد نیاز است را در اختیار قرار دهد.

۲- چیدمان تجربی

شکل (۱) چیدمان مربوط به آزمایش را نشان می‌دهد که در آن از دو لیزر پالسی (Q-switch) استفاده شده است. لیزر اول که برای کندگی و ایجاد پلاسما به کار برده می‌شود، یک لیزر Nd:YAG با طول موج ۱۰۶۴ nm، پهنای پالس ۱۰ ns و نرخ تکرار ۱ Hz می‌باشد. باریکه این لیزر توسط یک عدسی با فاصله کانونی ۱۰ cm بر روی یک نمونه استاندارد آلومینیوم، متمرکز شده و پلاسما را ایجاد می‌کند. در طرف دیگر چیدمان آزمایش، برای سایه‌نگاری و ثبت تصاویر مربوط به موج شوک حاصل از پلاسمای القاییده لیزری، از یک لیزر Nd:YAG هارمونیک دوم، طول موج ۵۳۲nm و پهنای پالس ۱۰ ns، استفاده می‌شود. همانطور که در شکل نیز دیده می‌شود تاخیرهای زمانی لازم بین این دو لیزر برای ثبت سایه‌نگاری در زمانهای مختلف توسط یک منبع ایجاد کننده تاخیر (delay generator) اعمال می‌گردد. برای کنترل بسیار دقیق انرژی لیزر سبز از یک تاخیر انداز قطبش قابل تنظیم و یک منشور گلن تیلور استفاده شده است. برای آنکه نور سبز تمام پلاسمای تشکیل شده را بپوشاند از یک پهن کننده باریکه در مسیر لیزر سبز، که متشکل از دو عدسی همگرا می‌باشد استفاده شده است. همچنین برای ثبت فاصله زمانی این دو پالس، از فوتودیودهای PD1 و PD2 و اوسیلوسکوپ استفاده کرده‌ایم. در نهایت نور سبز با عبور از پلاسمای ایجاد شده و گذر از چندین فیلتر مناسب به دوربین دیجیتال رسیده و ثبت می‌شود.

۳- نتایج و بحث

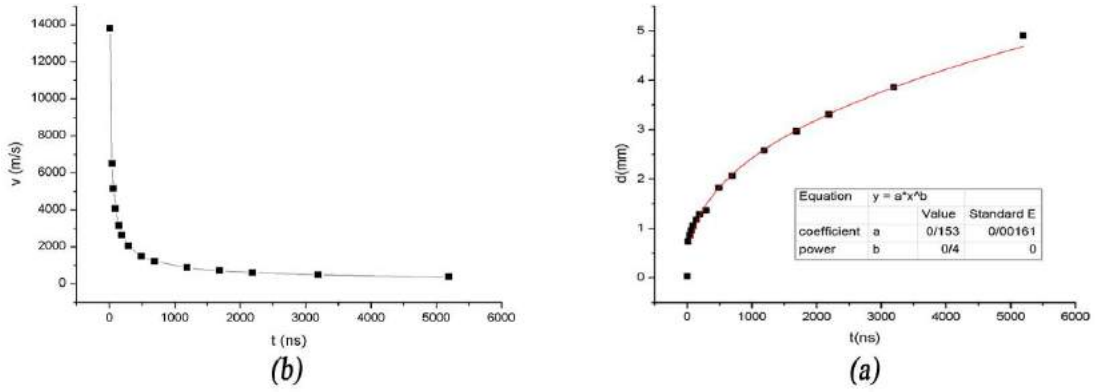
شکل ۲، تصاویر ثبت شده از سایه‌نگاری مربوط به پلاسمای القاییده لیزری می‌باشد که توسط دوربین عکاسی ثبت شده است. همانطور که مشاهده می‌گردد، سایه موج شوک، توسط لیزر سبز در زمان‌های تاخیری ۶۰ns، ۱۴۰ns، ۵۰۰ns و ۱۲۰۰ns بعد از برخورد لیزر با طول موج ۱۰۶۴nm و با انرژی ۱۰۰mJ بر سطح نمونه، تصویربرداری شده است. موج شوک به صورت یک نیم دایره باز شونده از سطح آلومینیوم به وضوح دیده می‌شود. همانطور که در شکل نیز می‌توان به طور شهودی دید سرعت انتشار موج شوک در لحظات اولیه گسترش، به طور قابل ملاحظه‌ای بیشتر از سرعت آن در زمان‌های بعدی است. با در نظر گرفتن اندازه لکه سبز به عنوان شاخص اندازه‌گیری و همچنین فاصله موج شوک از سطح نمونه در زمان‌های مختلف، رابطه مکان و سرعت موج شوک را با زمان بدست خواهیم آورد.

طبق تصاویر ثبت شده از موج شوک در زمان‌های مختلف تاخیری در شکل (۲) و ثبت فاصله موج شوک از سطح نمونه، به نمودار تجربی شکل (۳-a) _نقطه‌های مربعی شکل_ می‌رسیم. در این نمودار، محورهای عمودی و افقی به ترتیب نمایشگر مکان یا فاصله از سطح نمونه (mm) و زمان تاخیری بین دو لیزر (ns) می‌باشد. طبق انتظار رفتار گسترش موج شوک در فضا بسیار شبیه به نمودار مکان-زمان گسترش پلاسما می‌باشد. با توجه به رفتار گسترش پلاسما در فضا که به صورت ($d \propto t^{2/5}$) تغییر می‌کند[۴]، نمودار برازش شده این اطلاعات، به شکل ۳(a) _خط ممتد قرمز_ می‌شود و معادله منحنی نمودار برازش شده نیز، به صورت زیر خواهد بود:

$$d = 0.153 \times (t^{2/5}) \qquad (۱)$$

در رابطه (۱) d به معنای فاصله موج شوک از سطح نمونه و t بیان‌گر زمان می‌باشد. خطای محاسبه شده در این آزمایش ۲۴,۴μm می‌باشد. با درنظر گرفتن رابطه بالا

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد



شکل ۳: (a) ثبت مکان موج شوک در زمان (نقاط مربعی) و برازش کردن نمودار بر روی آن (خط قرمز) (b) نمودار سرعت موج شوک بر حسب زمان

و مشتق گرفتن از آن، عبارت بین سرعت موج شوک در هر لحظه برآورد می‌گردد و این تغییرات مطابق رابطه (۲) بدست می‌آید (شکل ۳(b)):

$$v = 0.0612 \times (t^{-3/5}) \qquad (۲)$$

طبق این رابطه سرعت موج شوک در زمان‌های اولیه بسیار زیاد می‌باشد و با گذشت زمان از آن کاسته می‌شود. همانطور که اشاره شد، این تصاویر از سطح یک صفحه آلومینیومی، در فشار و دمای جو زمین عکسبرداری شده است.

۴- نتیجه‌گیری

در این تحقیق با استفاده از یکی از کارامدترین روش-های تصویربرداری به ثبت یک اختلال بسیار سریع به نام موج شوک پرداخته شده بود. درواقع با ثبت دقیق مکان این موج شوکِ حاصل از فرایند فروشکست القایی لیزری، از لحظه شروع و در زمان‌های بسیار کم و مورد نیاز (مرتبه نانوثانیه)، توانستیم که معادله مکان و به دنبال آن معادله سرعت موج شوک را برحسب زمان رسم و محاسبه کنیم. همچنین با به‌دست آوردن معادله مکان موج شوک با استفاده از روش تجربی تصویربرداری، و مقایسه آن با معادلات محاسبه شده از طریق حل تحلیلی و عددی که معروف به معادله **سِدُو-تیلور** است، پی به دقت این اندازه‌گیری می‌بریم. معادله مکان موج شوک حاصل از انفجار سِدُو-تیلور که از حل معادلات پایه‌ای **رنکین-هوگونیوت** نتیجه‌گیری شده است[۸]، عبارتنداز:

$$d = \varepsilon \left(\frac{E}{\rho}\right)^{\frac{1}{n+2}} \times (t)^{\frac{2}{n+2}} \qquad (۳)$$

که در آن ε، E و ρ به‌ترتیب ضریب ثابت وابسته به ظرفیت گرمایی ویژه، انرژی کل انفجار و چگالی گاز زمینه می‌باشد. چون این معادله از طریق روابط تئوری به اثبات رسیده است، در آن به انواع انتشار موج شوک پرداخته است. یعنی ضریب n در رابطه (۳) برای امواج شوکی که به صورت صفحه‌ای، استوانه‌ای و کروی درحال انتشار هستند، به‌ترتیب برابر است با ۱، ۲ و ۳. یعنی برای امواج شوک موجود در این تحقیق که به صورت کروی درحال انتشار هستند، $n=$ ۳ می‌باشد. یعنی در معادله ۳، مکان موج شوک متانسب خواهد بود با ($d \propto t^{2/5}$).

این روابط به خوبی نشان می‌دهند که روابط بدست آمده از داده‌های تجربی، با معادلات تئوری مطابقت دارد و همچنین از طرفی با استفاده از روابط ۱ و ۳ می‌شود ضرایب موجود در رابطه ۳ را بدست آورد. با تعیین شدن ضرایب بالا و مشخص بودن سرعت که از رابطه ۲ بدست آمده است، به پارامترهای موجود در این فرایند مانند: انرژی، چگالی پشت جبهه موج شوک و فشار، پی برد.

مراجع

[1] A. E. Hussein, P. K. Diwakar, S. S. Harilal, and A. HassaneinJ. Appl. Phys. 113, 143305 (2013)

[2] Fatemeh Rezaei and Seyed Hassan Tavassoli. J. Ana l . A t. Spectrom .,2014,

[3] Seyed Hassan Tavassoli, Igor V. Cravetchi, and Robert Fedosejevs". Spatial and Temporal Evolution of Laser-Generated Microplasmas . IEEE TRANSACTIONS ON PLASMA SCIENCE, VOL. 34, NO. 6, DECEMBER 2006

[4] Qiaofeng Lu, Qing Su, Fei Wang, Chenfei Zhang, Yongfeng Lu, Michael Nastasi, Bai Cui, Influence of laser shock peening on irradiation defects in austenitic stainless steels, Journal of Nuclear Materials 4 89 (2017).

[5] Claude Phipps, Willy Bohn, Thomas Lippert, Akihiro Sasoh, Wolfgang Schall and John Sinko, A Review of Laser Ablation Propulsion, (2010)

[6] Y. B. Zel'dovich and Y. P. Razier, Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena (Dover Publications, Inc.,Mineola, New York, 2002).

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

اندازه‌گیری ضریب‌شکست گروه و ضخامت نمونه به صورت هم‌زمان با استفاده از مقطع‌نگار همدوس نوری طیفی

پوریا امیدی[۱] ، آرشام حمیدی[۱]، احسان احدی اخلاقی[۱و۲]

[۱] دانشکده فیزیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان، زنجان، کد پستی ۴۵۱۳۷-۶۶۷۳۱

[۲] مرکز پژوهشی اپتیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان، زنجان، کد پستی ۴۵۱۳۷-۶۶۷۳۱

چکیده – مقطع‌نگار همدوس نوری روشی نوین، غیرمخرب و با سرعت داده‌برداری بالا در تصویربرداری است که با بهره‌گیری از روش تداخل‌سنجی همدوس جزئی، لایه‌های مختلف نمونه را شناسایی می‌کند. در این مقاله با استفاده از چینش مقطع‌نگار همدوس نوری طیفی با چشمه‌ی نور مرئی که دارای تفکیک‌پذیری محوری ۱ میکرومتر است، روشی برای اندازه‌گیری ضریب‌شکست گروه لایه‌های نازک چندلایه‌ای ارائه شده است. این روش می‌تواند به‌طور هم‌زمان ضریب‌شکست گروه و ضخامت لایه‌های نازک را تعیین کند. با استفاده از این روش، ضریب‌شکست لایه‌ی نازک تا دو رقم اعشار و ضخامت لایه‌ی نازک با دقت یک میکرومتر قابل تعیین است.

کلید واژه- تداخل‌سنجی همدوس جزئی، ضریب‌شکست، مقطع‌نگاری همدوس نوری طیفی، ضخامت سنجی.

Simultaneous thickness and group index measurement with Spectral Domain Optical Coherence Tomography

Pooria Omidi[1], Arsham Hamidi[1], Ehsan Ahadi Akhlaghi[1, 2]

[1] Department Physics, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences (IASBS), Zanjan, 45137-66731, Iran.

[2] Optics Research Center, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences (IASBS), Zanjan, 45137-66731, Iran.

Abstract- Optical Coherence Tomography is a new, non-destructive method based on low coherence interferometry that can identify different layers of a sample with high speed. In this article, we present a method based on spectral domain optical coherence tomography with visible light source that can measure group refractive index and thickness of multilayer samples simultaneously with 1 micrometer axial resolution. The results obtained uncertainties in the second decimal place for index value and thickness accurate to within 1 micrometer.

Keywords: Low Coherence Interferometry, Refractive Index, Spectral Domain Optical Coherence Tomography, Thickness Measurement.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

مقطع‌نگاری همدوس نوری OCT، روشی نوین در تصویربرداری است که قابلیت تصویربرداری سه‌بعدی، غیرمخرب و با سرعت بالا از نمونه‌های زیستی و غیرزیستی، با تفکیک‌پذیری محوری و عرضی بالا را دارا است. چینش آزمایشگاهی متداول در OCT، تداخل‌سنج مایکلسون است که می‌توان با استفاده از دو چینش فضای زمان و فضای طیفی، بررسی نمونه را انجام داد. در چینش فضای زمان، با حرکت آینه‌ی مرجع، داده‌برداری عمقی یک نقطه از نمونه انجام می‌شود و اطلاعات به‌دست آمده توسط آشکارساز ثبت می‌شود. در چینش فضای طیفی، بدون جابه‌جاکردن آینه‌ی مرجع و تنها با یک مرتبه داده‌برداری، تمام اطلاعات عمقی یک نقطه از نمونه توسط آشکارساز ثبت می‌شود [۱]. در مقطع‌نگاری همدوس نوری، مکان لایه‌های مختلف در نمونه بر حسب اختلاف راه نوری بین بازوی مرجع و لایه‌های مختلف نمونه قابل دست‌یابی است. چالش مهم در مقطع‌نگاری همدوس نوری، اندازه‌گیری ضریب‌شکست لایه‌های مختلف نمونه به‌منظور دست‌یابی به ضخامت هندسی لایه‌ها و شناسایی بافت‌های بیمار از بافت‌های سالم در کاربردهای پزشکی است. یکی از انواع روش‌ها در اندازه‌گیری ضریب‌شکست، روش میکروسکوپی همکانون است که با استفاده از اندازه‌گیری تاخیر فازی به وجود آمده در نمونه، می‌تواند ضریب‌شکست و ضخامت نمونه‌های نوری مختلف را اندازه‌گیری کند [۲].

در سال‌های اخیر تلاش‌های بسیاری برای اندازه‌گیری ضریب‌شکست به صورت همزمان با داده‌برداری در مقطع‌نگاری همدوس نوری مانند روش دَوران نمونه، روش‌های محاسباتی ارائه شده است [۳]. یکی دیگر از روش‌های ارائه شده، استفاده از تداخل‌سنج مسیر مشترک است که قابلیت اندازه‌گیری همزمان ضخامت و ضریب‌شکست لایه‌های نازک شفاف را دارا است [۴].

در این مقاله روشی با استفاده از چینش متداول OCT برای اندازه‌گیری همزمان ضخامت و ضریب‌شکست گروه لایه‌های نازک چندلایه‌ای ارائه شده است که بدون نیاز به تغییر چیدمان OCT و تنها با وارد کردن بخشی از نمونه در مسیر یکی از بازوهای تداخل‌سنج، توانایی اندازه‌گیری ضریب‌شکست گروه نمونه را تا دقت دو رقم اعشار و ضخامت نمونه را با دقت ۱ میکرومتر دارا است.

۲- مبانی نظری

فرض کنیم یک نمونه توسط موج تخت مانند رابطه‌ی (۱) تحت تابش قرار می‌گیرد [۵]،

$$V_i = A_i\, exp(ik_i r - i\omega t), \qquad (۱)$$

که k_i عدد موج نور فرودی و A_i دامنه‌ی موج فرودی است. با استفاده از تابع گرین (Green function)، $G_H(r,r')$ موج پراکنده شده جواب تقریبی معادله هلمهولتز به صورت:

$$V_s = V_i + \frac{1}{4\pi}\int_{Volr'} G_H(r,r')d^3r \times \int_{Volr'} F_s(r',k)V'_i d^3r, \qquad (۲)$$

خواهد بود که V_s موج پراکنده شده از نمونه است [۶]. انتگرال‌گیری به روی حجمی از نمونه که تحت تابش قرار گرفته است (Vol_r) انجام می‌شود. در صورت استفاده از تقریب میدان دور برای دامنه موج پراکنده شده داریم:

$$A_{(s)} = \frac{A_{(i)}}{4\pi d}\int_{Vol(r)} F_s(r')\exp(-iK.r')\,d^3r'. \qquad (۳)$$

$K=k_{(s)}-k_{(i)}$ تفاضل بردار موج فرودی و پراکنده شده و $F_s(r,k)$ تابع پتانسیل پراکندگی، که برابر$k^2(m^2-1)$ است[۵]. m ضریب‌شکست مختلط نمونه تعریف می‌شود. رابطه‌ی (۳) شکل ساده شده نظریه مقطع‌نگاری با روش پراکندگی است. پتانسیل پراکندگی نمونه از طریق اعمال تبدیل فوریه معکوس بر امواج پراکنده شده قابل محاسبه است. شدت موج پراکنده شده در فضای طیفی (I_S) در رابطه‌ی (۴) نمایش داده شده است [۶] :

$$I_{(S)} = I_0[\sum_i (|R_R|^2 + |R_i|^2) + 2\sum_{i,j,i\neq j} R_j R_i^* \Gamma[\tau \pm (\tau_i - \tau_j)] + 2\sum_i R_R^* R_i \Gamma[\tau \pm (\tau_i - \tau_R)]]. \qquad (۴)$$

R_R ضریب بازتاب از بازوی مرجع، R_i و R_j ضرایب بازتاب از لایه‌های مختلف نمونه، I_0 شدت موج فرودی و Γ تابع همدوسی چشمه‌ی نور، که تابعی از تاخیر زمانی τ است.

شکل ۱، نحوه قرارگیری نمونه شفاف نوری در بازوی نمونه را نمایش می‌دهد. نمونه به‌نحوی در مسیر عبور باریکه قرار می‌گیرد که نصف باریکه از داخل آن عبور کند. پرتو (۱) قسمتی از باریکه است که از کنار نمونه عبور کرده و در مسیر خود از نمونه عبور نمی‌کند و پرتو (۲) در مسیر خود یک بار از نمونه عبور می‌کند. پرتوهای (۳) و (۴) از سطوح نمونه بازتاب شده و به سمت باریکه‌شکن هدایت می‌شوند.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

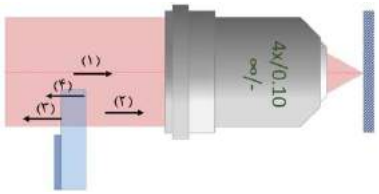
شدت تداخلی پرتوهای (۳) و (۴) که از نمونه بازتاب شده‌اند برابر است با [۴]:

$$I(\lambda) = 2RI_0(\lambda)[2 - \cos\delta(\lambda)], \quad (۵)$$

که،

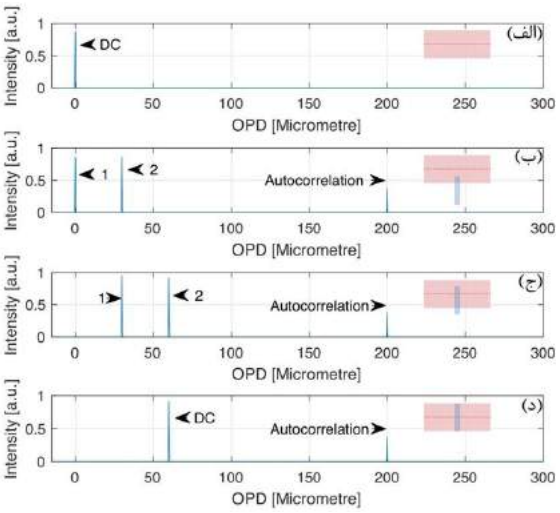
$$\delta(\lambda) = 2\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)nd, \quad (۶)$$

تعریف می‌شود. d ضخامت نمونه و R ضریب بازتاب هریک از سطوح نمونه است. پرتو (۲) به دلیل عبور ازنمونه، راه نوری برابر nd بیشتر از پرتو (۱) طی کرده است. در نتیجه، اختلاف راه نوری پرتو (۱) با پرتو (۲) برابر است با تفاضل ضریب‌شکست نمونه و ضریب‌شکست هوا در ضخامت نمونه که برابر است با $(n\text{-}1)d$. در اینجا ضریب‌شکست هوا ۱ در نظر گرفته شده است.



شکل ۱: نحوه قرارگیری نمونه مورد بررسی در مسیر باریکه.

با پویش نمونه به صورت عمود بر مسیر عبور باریکه، حالت‌های مختلفی پس از تحلیل نتایج طیف‌سنج به وجود می‌آید. شکل ۲ نحوه پویش نمونه در باریکه نور و نمایش اطلاعات متناظر OCT را نمایش می‌دهد. در شکل ۲، (الف) نمونه وارد باریکه نوری نشده است و نتیجه یک قله در نقطه صفر که مقدار اختلاف راه نوری بازوی مرجع و نمونه است را نمایش می‌دهد. شکل ۲، (ب) نمونه تا کمتر از نیمه وارد باریکه نوری شده است. داده‌های OCT سه قله در مکان‌های مختلف را نمایش می‌دهند. قله‌ی اول نشان‌دهنده‌ی بخشی از باریکه که از نمونه عبور نکرده است (جمله‌ی اول در رابطه‌ی (۴)) و قله‌ی دوم نشان دهنده بخشی از باریکه که یک بار از نمونه عبور کرده است را نمایش می‌دهد (جمله‌ی سوم در رابطه (۴)). قله سوم نیز تداخل میان سطوح مختلف نمونه و جمله خودهمبستگی لامل را نمایش می‌دهد (جمله‌ی دوم در رابطه (۴)). اختلاف میان مکان قله اول و دوم برابر $(n\text{-}1)d$ و مکان قله سوم برابر $2nd$ است. شکل ۲، (ج) نمونه در بیش از نیمی از مسیر باریکه نوری قرار گرفته است. قله‌ی اول نمایانگر بخشی از باریکه است که یک بار در مسیر حرکت خود از نمونه عبور کرده است و قله‌ی دوم بخشی از باریکه که در مسیر رفت یک بار و در مسیر برگشت از آینه بار دیگر از نمونه عبور کرده است. قله‌ی سوم تداخل میان لایه‌های نمونه را نمایش می‌دهد. در شکل ۲ (د)، نمونه کاملا در مسیر باریکه قرار گرفته است. دو قله به‌ترتیب میزان اختلاف راه نوری میان دو بازوی تداخل‌سنج و میزان اختلاف راه نوری میان دو لایه از نمونه را نمایش می‌دهند.

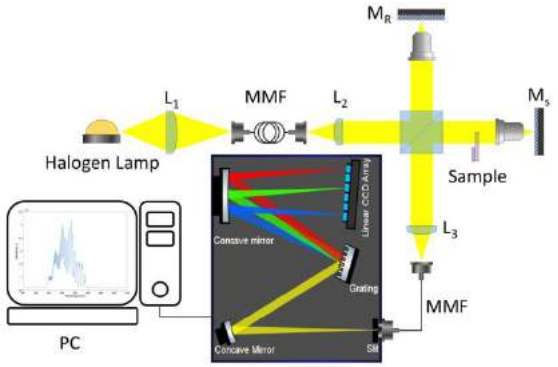


شکل ۲: حالت‌های مختلف تحلیل نتایج OCT با پویش نمونه عمود بر مسیر عبور باریکه. (الف) باریکه از نمونه عبور نمی‌کند. (ب) کمتر از نیمی از باریکه از نمونه عبور می‌کند. (ج) بیشتر از نیمی از باریکه از نمونه عبور می‌کند (د) باریکه به صورت کامل از نمونه عبور می‌کند. (زیرشکل‌ها، نحوه قرار گیری نمونه را در مسیر باریکه نمایش می‌دهند.)

۳- نتایج تجربی

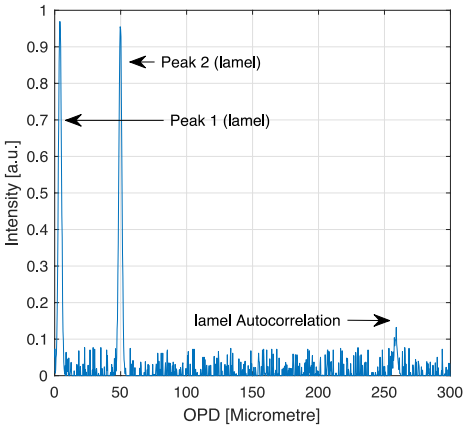
در شکل ۳، چینش مورد استفاده برای OCT نمایش داده شده است. چشمه نوری مورد استفاده لامپ هالوژن ۱۲ولت و توان مصرفی ۱۰۰ وات است که دارای طول همدوسی ۱ میکرومتر است. باریکه‌ی نوری که توسط فیبر مالتی‌مد (MMF) به تداخل‌سنج مایکلسون هدایت شده، توسط عدسی L2 که دارای فاصله کانونی ۵٫۲ میلی‌متر است، به صورت موازی به دو شیئی میکروسکوپ مشابه در دو بازوی مرجع و نمونه تابیده می‌شود. پس از بازگشت باریکه‌ها از دو بازوی مرجع و نمونه، این دو باریکه توسط باریکه‌شکن برهم‌نهی شده و توسط یک فیبر مالتی مد به طیف‌سنج هدایت می‌شوند. و اطلاعات ثبت شده به رایانه منتقل می‌گردد [۷].

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد



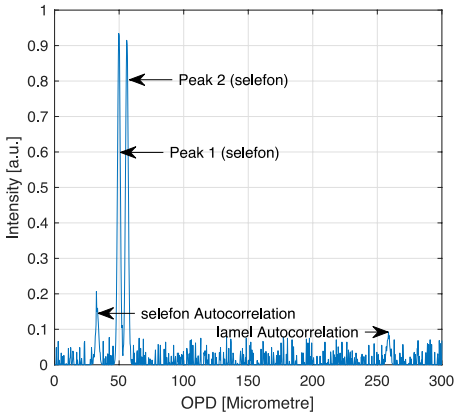
شکل ۳: طرحی از چیدمان مقطع‌نگار همدوس نوری طیفی.

یک لامل شیشه‌ای و یک لایه پلاستیک شفاف (سلفون) که به‌خوبی روی لامل چسبانده شده است را به عنوان نمونه مطابق شکل ۱ در مسیر نوری بازوی مرجع قرار می‌دهیم. شکل ۴ نتایج به‌دست آمده به صورت نمودار شدت بر حسب اختلاف راه نوری برای لاملی که در نیمی از مسیر باریکه قرار دارد، مطابق شکل است.



شکل ۴: نمودار شدت بر حسب اختلاف راه نوری برای حالتی که لامل در نیمی از عرض باریکه قرار دارد.

با انجام محاسبات، ضریب‌شکست گروه لامل برابر ۱٫۵۵ و ضخامت نمونه بررسی شده برابر ۸۱٫۶۴μm به‌دست آمد. سپس لامل را در عرض باریکه نور جابه‌جا کرده به‌نحوی که لامل درکل مسیر عبور باریکه و لایه‌ی سلفون، در نصف مسیر عبور باریکه باشد. شکل ۵، نمودار شدت بر حسب اختلاف راه نوری به‌دست آمده برای این حالت را نمایش می‌دهد. با انجام محاسبات، ضریب شکست گروه برابر ۱٫۵۹ و ضخامت نمونه بررسی شده برابر ۱۰٫۳۸μm به‌دست آمده است. اندازه‌گیری‌های انجام شده با روش تداخل‌سنجی نور سفید با استفاده از شیئی میرائو، این مقادیر را ۹۱μm و ۸۰٫ برای ضخامت لامل و ۹٫۵۰μm برای ضخامت لایه سلفون گزارش داده است که مقادیر به‌دست آمده با روش OCT را در محدوده‌ی دقت ۱ میکرومتر را تایید می‌کند.



شکل ۵: نمودار شدت بر حسب اختلاف راه نوری برای حالتی که سلفون در نیمی از مسیر عبور باریکه قرار دارد.

۴- نتیجه‌گیری

در این مقاله با استفاده از چیدمان OCT و استفاده از لامپ هالوژن به عنوان منبع نوری، روشی نوین ارائه شده است که می‌تواند ضریب شکست گروه و ضخامت نمونه‌های چندلایه‌ای شفاف نوری را به‌دست آورد، به طوری که مقادیر به‌دست آمده توسط این روش تطابق خوبی با سایر روش‌ها مانند روش تداخل‌سنجی نور سفید با استفاده از شیئی میرائو دارد.

مراجع

[1] W. Drexler, J. G. Fujimoto, *Optical Coherence Tomography Technology and Applications*, Springer reference, 2016, page 3-65

[2] Curl, Claire L., Catherine J. Bellair, Trudi Harris, Brendan E. Allman, Peter J. Harris, Alastair G. Stewart, Ann Roberts, Keith A. Nugent, and Lea Delbridge, “Reflective index measurement in viable cells using quantitative phase-amplitude microscopy and confocal microscopy”, Cytometry, Vol. 65A, pp. 88-92, 2005

[3] Peter. H, David S. Mukai, Matthew Brenner, Zhongping Chen, “In vivo endoscopic optical coherence tomography by use of a rotational microelectromechanical system probe”, Opt. Lett., Vol. 29, No. 11, 2004.

[4] S. C. Zilio, "Simultaneous thickness and group index measurement with a single arm low-coherence interferometer", Optics Express, Vol. 22, No. 22, 2014.

[5] J. A. Izatt and M. A. Choma, *Theory of Optical Coherence Tomography*, Springer Berlin Heidelberg, 2003, page 47-72.

[6] W. Drexler, J. G. Fujimoto, *Optical Coherence Tomography Technology and Applications*, Springer reference, 2016, page 3-65

[7] حمیدی، آرشام، احدی اخلاقی، احسان، "ساخت و درجه‌بندی میکروسکوپ مقطع‌نگار همدوس نوریدر فضای طیفی در محدوده نوری مرئی"، کنفراس اپتیک و فوتونیک ایران، ۱۳۹۵.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

مدلاتور پلاسمونیکی ترکیبی الکتروجذبی Al/p-Si سازگار با CMOS

رضا کوهستانیان[۱و۲]، سیده مهری حمیدی[۱]، آرش یزدان‌پناه گوهرریزی[۲]

[۱]آزمایشگاه مگنتوپلاسمونیک، پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی، تهران

[۲]دانشکده مهندسی برق، دانشگاه شهید بهشتی، تهران

چکیده: هدف این تحقیق طراحی مدولاتور مینیاتوری پلاسمونیکی ترکیبی *Al/P-Si* سازگار با *CMOS* با کاهش توان مصرفی در طول موج ۱۵۵۰ نانومتر است. بر این اساس، مدولاتور *n-p-n* با افزایش ناخالصی نیمه هادی سیلکن و به کمک روش تفاضل محدود در حوزه زمان، با ابعاد یک میکرومتر شبیه سازی شده است. با افزایش ناخالصی نیمه هادی سیلکون و با استفاده از خواص فلزی ایجاد شده در آن، مدهای پلاسمونیکی پشتیبانی شده و عملیات مدولاسیون صورت می‌پذیرد. نتایج حاصل از شبیه سازی بیانگر ضریب خاموشی ۷/۷۴ دسی بل و تلفات الحاقی ۲/۴۲ دسی بل و ولتاژ کاری بین صفر تا ۲/۳ ولت است که می تواند در راستای طراحی مدولاتورهای کم توان و مینیاتوری مفید باشد.

کلید واژه: مدولاتور، پلاسمونیک، نرخ خاموشی، تلفات الحاقی

Hybrid Plasmonic Electro-Absorption Al/P-Si compatible with CMOS

Reza Kouhestanian[1,2], Seyedeh Mehri Hamidi [1], and Arash Yazdanpanah Goharrizi[2]

[1] Magnetoplasmonic Lab, Laser and Plasma Institute, Shahid Beheshti University, Tehran

[2] Department of Electrical Engineering, Shahid Beheshti University, Tehran

Abstract: The purpose of this research is to design a miniature hybrid plasmonic Al/p-Si compatible with CMOS with reduction power consumption at telecommunication wavelength 1550 nm. For this aim, n-p-n modulator with highly doped silicon was simulated by employing the finite difference time domain method. Using the metallic properties of silicon created by increasing the concentration of dopants, the plasmonic modes are supported and modulation operation is performed. According to the simulation results of this work, the extinction ratio and insertion loss are obtained as 7.74dB and 2.42dB respectively, furthermore the operation voltage is chosen between 0 to 2.3 Volts. Therefore, the proposed structure can be useful for designing the miniature and low consumption power modulators.

Keywords: Modulator, Plasmonics, Extinction ratio, Insertion loss

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

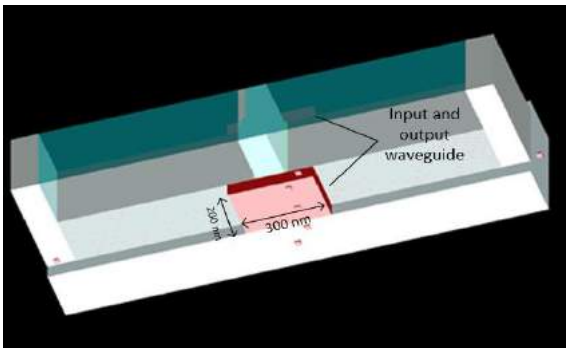
در سال های گذشته صنایع نیمه‌هادی شروع به کوچک سازی ابعاد ترانزیستورها در راستای افزایش فرکانس عملیاتی نموده‌اند. طبق قانون مور[۱] تعداد ترانزیستورها بر روی یک تراشه یکسان با قیمت ثابت هر دوسال بایستی دو برابر گردد[۱]. چالش‌های موجود در سر راه کاهش ابعاد افزاره‌های الکترونیکی، کاهش فرکانس عملیاتی این ادوات را در پی دارد. در این راستا، راه‌حل‌هایی برای افزایش فرکانس عملیاتی پیشنهاد شده است که یکی از آنها استفاده از فتونیک بر پایه سیلیکون است. متاسفانه کوچک‌سازی این قطعات فتونیکی به دلیل حد پراش[۲] محدود است. بنابراین مجتمع سازی این قطعات با مدارات الکترونیک مدرن به دلیل عدم تطابق اندازه سخت است. برای حل این مشکل از علم پلاسمونیک بهره می‌گیرند که در آن مدهای پلاسمونیکی می‌توانند بر این حد پراش فایق آیند. مجموعه‌ای از ادوات پلاسمونیکی فعال از قبیل موجبرها، منبع‌ها، آشکارسازها و ... در طول دهه‌های اخیر پیشنهاد شده‌اند[۲]. در این مقاله یکی از ادوات پلاسمونیکی به نام مدولاتورکه وظیفه سوارکردن اطلاعات بر روی نور را بر عهده دارد مورد بررسی قرار می‌گیرد.

۲- ساختار ارائه شده

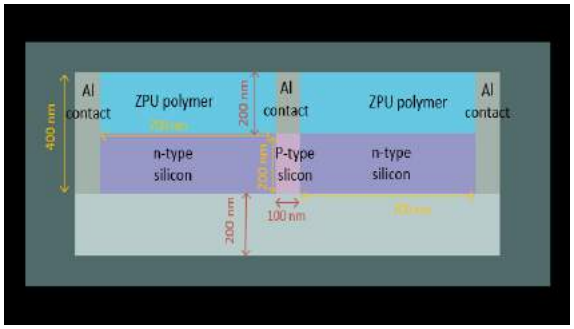
ساختار ارائه شده در اینجا یک مدلاتور پلاسمونیکی ترکیبی Al/p-Si سازگار با سی ماس[۳] است که در طول موج ۱۵۵۰ نانومتر کار می‌کند. این ساختار که از الکترودهای Al و موجبر n-p-n بر پایه سیلیکون تشکیل شده است، در این تحقیق مورد مطالعه و شبیه‌سازی توسط نرم افزار لومریکال قرار می‌گیرد. در این ساختار نوار p-Si به عنوان لایه نزدیک به فلز با ثابت دی الکتریک نزدیک به صفر[۴] [۳] عمل می‌کند.

۲-۱- طراحی مدولاتور:

ساختار مدولاتور در نماهای دو و سه بعدی در شکل‌های ۱ و ۲ نمایش داده شده است.



شکل ۱: نمای سه بعدی از ساختار ارائه شده



شکل ۲: نمای دوبعدی از سطح مقطع برش داده شده از روبه روی مدولاتور

همانطور که در شکل ۱و۲ نمایش داده شده است الکترودهای آلومینیومی در بالای ناحیه سیلیکون با ناخالصی P با ابعاد $width \times height = 100 \times 200\ nm^2$ و در مجاورت سیلیکون‌های با ناخالصی نوع n با ابعاد $width \times height = 100 \times 400\ nm^2$ قرار گرفته‌اند. لایه بالای ناخالصی‌های نوع n از نوع پلیمر ZPU-44 است، ضریب شکست پلیمر، Si، SiO_2 و آلومینیوم در طول موج ۱/۵۵ میکرومتر به ترتیب ۱/۴۴، ۱/۴۴۶، ۳/۴۸ و $1.514 + 15.234i$ می‌باشد.

یک مد پایه TE در موجبر سیلیکونی با ابعاد $width \times height = 300 \times 200\ nm^2$ شروع به انتشار می‌نماید، نور عبوری از این موجبر باعث تحریک مدهای پلاسمونیک از طریق جفت شوندگی صورت به صورت[۵] به موجبر ترکیبی پلاسمونیکی می‌شود. پیوند n-p-n شامل ناحیه P با ابعاد $width \times height = 100 \times 200\ nm^2$ و

---

[۱] Moore's law

[۲] Diffraction limit

[۳] Complementary metal-oxide semiconductor (CMOS)

[۴] ε - Near – zero (ENZ)

[۵] Face to face

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

ناخالصی بالای $1\times10^{21}cm^{-3}$ است. این ناحیه به عنوان هسته بین نواحی سیلیکونی با ناخالصی نوع n که دارای ابعاد $width\times height=700\times200\ nm^2$ با ناخالصی $1\times10^{15}cm^{-3}$ می‌باشد قرار گرفته است. کل ناحیه سیلیکون بر روی لایه SiO_2 با ابعاد $width\times height=1500\times200\ nm^2$ قرار گرفته است. توزیع و ضریب‌شکست مؤثر مدهای پلاسمون پلاریتون سطحی[۱] با تغییر ثابت دی الکتریک سیلیکون با به کار بردن ناخالصی نوع n و p تغییر می‌کند[۴] که این اثر اساس کار مدولاتور ارائه شده را تشکیل می‌دهد. بعد از عمل مدولاسیون، در موجبر خروجی مدهای پلاسمون پلاریتون سطحی به مدهای نوری تبدیل می‌گردند.

۲-۲- تئوری آنالیزهای انجام گرفته

عمل مدولاتورهای الکتروجذبی بر پایه سیلیکون معمولاً بر اثر پاشندگی پلاسمای بارهای آزاد[۲] می‌باشد. که این روش معمول‌ترین روش برای تغییر دادن ضریب شکست در نیمه هادی‌ها است. روابط ۱ و ۲ تغییرات ضریب شکست Δn و ضریب جذب $\Delta\alpha$ را با تغییرات غلظت الکترون و حفره (ΔN_h و ΔN_e) بیان می‌کند:

$$\Delta n=-(e^2\lambda^2/8\pi^2c^2\varepsilon_0 n)[\Delta N_e/m_{ce}^*+\Delta N_h/m_{ch}^*] \qquad (۱)$$

$$\Delta\alpha=-(e^3\lambda^2/4\pi^2c^3\varepsilon_0 n)[\Delta N_e/m_{ce}^{*2}\mu_e+\Delta N_h/m_{ch}^{*2}\mu_h] \qquad (۲)$$

که در آن e بار الکترون، ε_0 ثابت دی الکتریک در خلأ، n ضریب شکست سیلیکون بدون ناخالصی ، m_{ce}^* جرم مؤثر الکترون و m_{ch}^* جرم مؤثر حفره، μ_e موبیلیتی الکترون و μ_h موبیلیتی حفره می‌باشد.

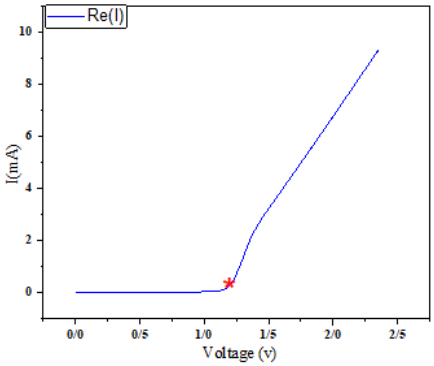
روابط ۱ و ۲ فقط برای شرایطی که ناخالصی اضافه شده به سیلیکون کم باشد صادق است. زمانی که چگالی حامل‌ها در سیلیکون بالا باشد (بزرگتر از $10^{18}cm^{-3}$) قسمت حقیقی ثابت دی الکتریک سیلیکون منفی می‌گردد. در نتیجه محاسبه ضریب شکست سیلیکون(که در آن $\tilde{\varepsilon}=\varepsilon_1-i\,\varepsilon_2$ ثابت دی الکتریک می‌باشد) از رابطه ۳ تبعیت می‌کند:

$$\tilde{n}^2=\tilde{\varepsilon}=\varepsilon_{Si}-\frac{\omega_p^2}{\omega(\omega+i\Gamma)} \qquad (۳)$$

$\varepsilon_{Si}=(3.415)^2$ ثابت دی الکتریک سیلیکون بدون ناخالصی می‌باشد، $\Gamma=1/\tau$ نرخ پراکندگی حامل‌ها و $\omega_p^2=N_c e^2/\varepsilon_0 m^*$ فرکانس زاویه‌ای پلاسما می‌باشد. دراین رابطه N_c چگالی حامل، e بار الکترون، ε_0 ثابت دی الکتریک خلأ و m^* جرم مؤثر حامل با مقدار $0.26m_0$ می‌باشند، که m_0 جرم الکترون آزاد است. همچنین قابلیت حرکت الکترون μ با زمان واهلش[۳] τ از طریق رابطه $\mu=|e|\tau/m^*$ با هم مرتبط می‌باشند.

۳-۲- مشخصه های الکتریکی و نوری

شبیه‌سازی بخش الکتریکی توسط نرم افزار Device از خانواده لومریکال انجام شده است. شکل۳ مشخصه ولتاژ- جریان را برای پیوند n-p-n نمایش می‌دهد که بیانگر افزایش جریان در ولتاژ ۱/۲ ولت است.



شکل ۳: مشخصه ولتاژ- جریان برای پیوند n-p-n

تلفات الحاقی[۴] بدست آمده برای این ساختار با جاروب کردن ولتاژ از صفر تا ۲/۴ ولت مقدار ۲/۴۲ دسی بل بدست آمد که از رابطه ۴ تبعیت می کند:

$$IL=10\log\left(\frac{I_{max}}{I_0}\right) \qquad (۴)$$

I_{max} و I_0 مقدار شدت نور خروجی ماکزیمم عبوری در مدولاتور و شدت نور منبع ورودی می‌باشند. همچنین مقدار نرخ خاموشی[۵] برای این ساختار ۷/۷۴ دسی بل بدست آمده است که از فرمول زیر تبعیت می‌کند.

$$ER=10\log\left(\frac{I_{max}}{I_{min}}\right) \qquad (۵)$$

---

[۱] Surface plasmon polariton (spp)

[۲] Free carrier plasma dispersion effect

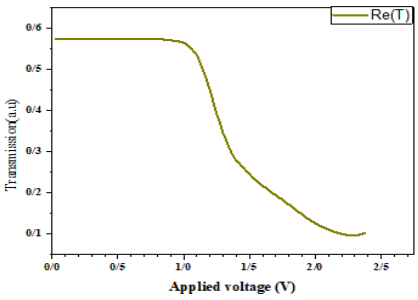
[۳] Relaxation time

[۴] Insertion loss

[۵] Extinction ratio

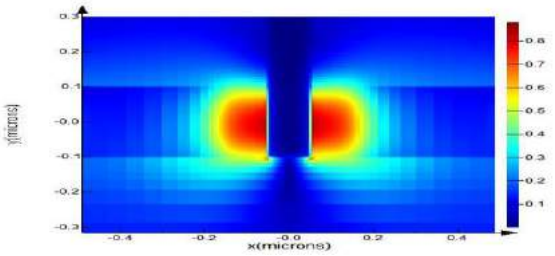
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

I_{min} شدت نور خروجی مینیمم است که در ولتاژ ۲/۳ ولت اتفاق می‌افتد (شکل ٤).

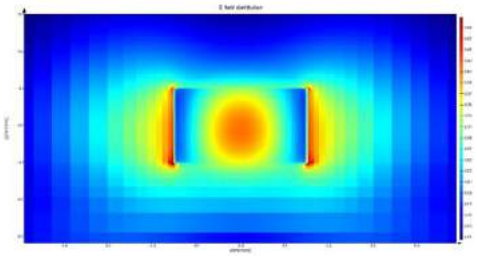


شکل ۴: نمودار عبور نور از مدولاتور از ولتاژ صفر تا ۲/۴ ولت.

جهت اثبات تشکیل مدهای پلاسمونیک در نمونه، توزیع میدان الکتریکی در داخل مدولاتور و همچنین خروجی آن به ترتیب در شکل‌های ۵ و ۶ در ولتاژ صفر ولت ثبت شده است.



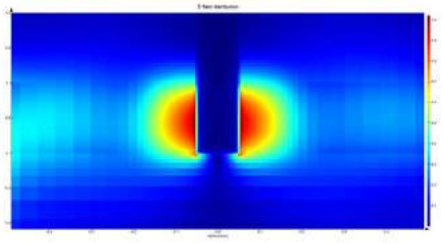
شکل ۵: توزیع میدان الکتریکی در داخل مدولاتور که نشان دهنده جفت شدن نور به داخل مدولاتور و تشکیل پلاسمون سطحی است.



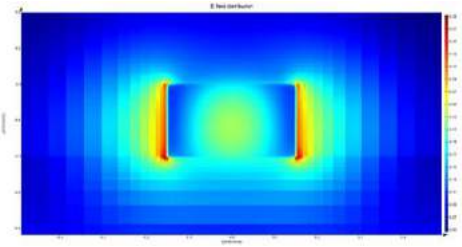
شکل ۶: توزیع میدان الکتریکی در خروجی مدولاتور در ولتاژ اعمالی صفر ولت.

از سوی دیگر، توزیع میدان الکتریکی در داخل مدولاتور و همچنین خروجی آن به ترتیب در شکل‌های ۷ و ۸ در ولتاژ ۲/۳ ولت نشان داده شده است.

بالا بودن ناخالصی ناحیه p باعث ایجاد خاصیت فلزی در این ناحیه شده، درنتیجه با جفت شدن نور بین این ناحیه و ناحیه n امواج پلاسمون سطحی تشکیل می‌گردد که در امتداد ناحیه فعال مدولاتور انتشار می‌یابد. با اعمال ولتاژ به مدولاتور، حفره‌ها به ناحیه n نفوذ کرده و باعث تغییر ضریب شکست در نواحی n و p می‌شوند. این عمل بر روی مدهای پلاسمون سطحی تاثیر گذاشته و باعث کاهش شدت نور در خروجی مدولاتور می‌شود. طی این عملیات عمل مدولاسیون نور انجام می‌گیرد.



شکل ۷: پلاسمون تشکیل شده در داخل مدولاتور در ولتاژ اعمالی ۲/۳ ولت



شکل ۸: توزیع میدان الکتریکی در خروجی مدولاتور با ولتاژ اعمالی ۲/۳ ولت

نتیجه‌گیری

در این مقاله با استفاده از تشکیل مدهای پلاسمون سطحی توانستیم مدولاتوری سازگار با سی‌ماس طراحی کنیم. با توجه به نتایج شبیه‌سازی برای پارامترهای کلیدی مدولاتور که شامل نرخ خاموشی، تلفات الحاقی و جایگیری قطعه می‌باشند، به ترتیب مقادیر ۷/۷۴ دسی‌بل، ۲/۴۲ دسی‌بل و حدود یک میکرومتر حاصل شد.

مراجع

[۱] G. E. Moore, "Cramming More Components Onto Integrated Circuits, Electronics,(38) 8," ed: April, 1965.

[۲] D. K. Gramotnev and S. I. Bozhevolnyi, "Plasmonics beyond the diffraction limit," *Nature photonics*, vol. 4, pp. 83-91, 2010.

[۳] Z. Lu, W. Zhao ,and K. Shi, "Ultracompact Electroabsorption Modulators Based on Tunable Epsilon-Near-Zero-Slot Waveguides," *IEEE Photon. J.*, 2012.

[۴] Z. Qi, G. Hu, L. Li, B. Yun, R. Zhang, and Y. Cui, "Design and Analysis of a Compact SOI-Based Aluminum/Highly Doped p-Type Silicon Hybrid Plasmonic Modulator," *IEEE Photonics Journal*, vol. 8, pp. 1-11, 2016.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

تصویربرداری فوویایی با پویش طیفی

فرهنگ جواهریان، بیژن رشیدیان

دانشگاه صنعتی شریف، دانشکده برق

چکیده – در تصویربرداری فوویایی، ابیراهی هندسی تنها در یک نقطه‌ی دید جبرانسازی می‌شود. این نقطه‌ی دید را میتوان با تغییر فازِ یک عنصر مدولاتور فاز کریستال مایع، تغییر داد و بدون نیاز به لنز پیچیده و گرانقیمت، زوایای دید بزرگی را به صورت پویا پوشش داد. مدولاتورهای فاز کریستال مایع بخاطر محدودیتهای فن‌آوری تنها در بازه‌ی کوچکی از طول موج قادر به تامین فاز مورد نیاز هستند و به این خاطر تصویرگرهای فوویایی تک رنگ و کم نور هستند. در این مقاله روشی به نام پویش طیفی *Spectral Scanning (SS)* پیشنهاد شده است. در این روش، سه رنگ در بازه‌ی مرئی در طول طیف مورد نظر انتخاب شده، برای هر کدام از رنگها جبرانسازی جداگانه انجام و بصورت متوالی در مدولاتور فاز اعمال می‌شود. براساس اثر تیزکنندگیِ تصویر با کنتراست بالا، تصویر مرکبِ حاصل هنوز تفکیک خوبی دارد و به این ترتیب امکان پیاده سازی تصویرگر فوویایی در زوایای بزرگ به صورت چندرنگی و همه رنگی با مقدار قابل قبولی افت کیفیت نسبت به سیستم تک رنگ، فراهم می‌گردد. در نمونه‌ی تحلیل شده در این مقاله، زاویه‌ی فوویا تا ۱۰ برابر زاویه‌ی دید لنز اولیه بدست آمد. بهره‌ی روشنایی نسبت به سیستم فوویایی تک رنگ حدود ۱۵ برابر است.

کلید واژه- تصویربرداری فوویایی، طراحی لنز زاویه‌ی پهن، اثر تیزکنندگی تصویر، مدولاتور نوری مکانی کریستال مایع، جبران ابیراهی

Spectral scanning foveated imaging

Farhang Javaherian, Bizhan Rashidian

Sharif University of Technology, Department of Electrical Enginering

Abstract- In foveated imaging method, geometrical aberrations are corrected in just one point of view called fovea. The fovea can be dynamically changed by changing the phase of a liquid crystal spatial light modulator (LC-SLM). These devices suffer from technological problems that limit their range of change capability. This limitation, renders the foveated imaging systems that use such devices, single wavelength and thus having a low illumination. In this paper, a technique named Spectral Scanning (SS) is proposed. In the SS method, aberration compensation is performed sequentially for each of three colors that span a wide band. Based on the sharpening effect, the combined image shows a rather good resolvability in the whole band. Foveated imager implemented by this technique can be used to image multi-chromatically and pan-chromatically large field angles with an acceptably little loss in the contrast as compared with traditional single wavelength systems. In fact, the design example showcased in this paper is shown to extend field of view up to 10 times of that of the original lens and illumination gain is about 15-fold as compared with the single wavelength foveated imager.

Keywords: foveated imaging, wide angle lens design, sharpening effect, liquid crystal spatial light modulator, aberration compensation

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- صورت مساله

در طراحی لنز، تلاش می‌شود تا با جبران سازی ابیراهی هندسی در طول موجهای مورد نظر، کیفیت مطلوب تصویربرداری در حداکثر اندازه‌ی روزنه و حداکثر زاویه‌ی دید تامین گردد. روزنه‌ی بزرگتر به معنای تصویر روشنتر و سیگنال به نویز بالاتر است. لنز با زاویه‌ی دید بزرگتر هم سطح بزرگتری در فضای شیء را پوشش می‌دهد. برای این منظور صرف بودجه‌ی طراحی گزافی لازم است که به نوبه‌ی خود هزینه‌ی طرح و مشکلات پیاده سازی را افزایش می‌دهد. به عنوان مثال در لنزها با کیفیت متوسط و عالی در صنعت عکاسی، ۱۰ تا ۲۰ سطح اپتیکی و اغلب بیش از ۳ نوع شیشه استفاده می‌شود.

در روش تصویربرداری فوویایی [۱،۲]، به جای جبرانسازی ابیراهی در تمام زایه‌ی دید، با الهام گرفتن از نحوه‌ی عملکرد چشم انسان، ابیراهی برای یک نقطه‌ی مشخص جبران می‌شود. در شبکیه‌ی چشم، چگالی اعصاب حسگر در مرکز دید و در ناحیه ای موسوم به فوویا fovea بسیار بالاتر از محیط پیرامون آن است و در نتیجه کیفیت تصویر تنها در مرکز دید تامین میشود. به این خاطر است که چشم برای رصد کردن هدف مورد نظر در چشمخانه چرخش میکند. البته ناحیه‌ی فوویا در روش تصویربرداری فوویایی این تفاوت را با چشم دارد که کیفیت مطلوب با تطبیق اپتیکی حاصل میشود و نه مانند شبکیه با نمونه برداری غیریکنواخت.

تصویربرداری فوویایی با یک عنصر تغییردهنده‌ی فاز در مردمک یک لنز تصویرساز معمولی پیاده سازی شده است. عنصر تغییردهنده‌ی فاز معمولا از نوع مدولاتور نوری مکانی کریستال مایع Liquid Crystal Spatial Light modulator (LC-SLM) است. در این روش میتوان زوایای دید بسیار بزرگی را با یک لنز ساده و ارزانقیمت تصویر کرد. برای این کار، در نقطه‌ی دید مورد نظر، ضرایب ابیراهی لنز اولیه استخراج شده و صفحه‌ی فاز معادل آن با توجه به تعداد پیکسل‌های مدولاتور فاز بازسازی میشود. فاز مورد نظر در هر پیکسل بصورت الکترونیکی به مدولاتور منتقل شده و با اعمال آن، ابیراهی هندسی در تئوری به صورت کامل جبران میگردد.

یک ضعف مهم در این سیستم‌ها که بکارگیری عملی آنها را محدود ساخته، محدودیت عملی مدولاتور فاز کریستال مایع است. این ادوات، بازه‌ی تنظیم فاز محدودی دارند و پیاده سازی صفحه‌ی فاز باید به صورت پیمانه‌ی طول موج modulo-λ انجام شود. در نتیجه جبرانسازی تنها برای یک طول موج مشخص قابل پیاده سازی است و بازدهی طیفی با فاصله گرفتن از این طول موج به سرعت افت میکند. به این خاطر، سیستم های تصویربرداری فوویایی بصورت تک طول موج پیاده می‌شوند و روشنایی تصویر پایینی دارند. در این مقاله، روشی با نام پویش طیفی Spectral Scanning (SS) پیشنهاد میشود تا تصویربرداری فوویایی و تغییر پویای نقطه‌ی دید تا زوایای بزرگ در یک طیف وسیع فرکانس از جمله در تصویربرداری تمام رنگی (پانکروماتیک) امکانپذیر گردد. در بده بستان trade-off طراحی، مقداری افت عملکرد نسبت به سیستم تک طول موج بصورت کاهش کنتراست در ازای روشناییِ خیلی بیشتر مبادله میگردد.

۲- روش پویش طیفی در تصویربرداری فوویایی

۲-۱- معرفی لنز نمونه

برای معرفی و تشریح عملکرد سیستم، یک لنز نمونه با طراحی بسیار ساده و ارزانقیمت انتخاب شده است. لنز انتخاب شده با نام تجاری ADP-25.4-75A یک لنز آکرومات دو شیشه ای از کاتالوگ شرکت Archer Optics [۳] است. این لنز با روزنه‌ی f/4 برای تصویربرداری از هدف بینهایت استفاده شده است.

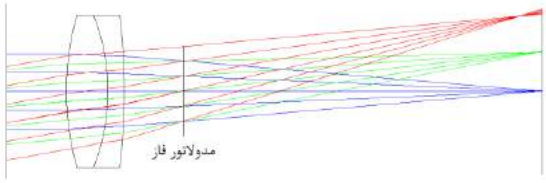
در فاصله‌ی ۱ سانتیمتر در پشت لنز، یک مدولاتور فاز با ۵۱۲×۵۱۲ پیکسل قرار داده شده است. پیکسل‌ها مربعی به ضلع ۳۱٫۶ میکرون هستند. هر چقدر پیکسل‌ها کوچکتر باشند، جبرانسازی فاز دقیقتر انجام می‌شود، اما در عوض اثر تفرق بیشتر ظاهر می‌شود [۲]. مقادیر انتخاب شده بهترین سازش ممکن میان این دو الزام متقابل را امکانپذیر می‌سازد. در شکل ۱ نقشه‌ی لنز نمایش داده شده است.

در شکل ۲، دیاگرامِ Modulation Transfer Function (MTF) لنز اولیه (بدون تنظیم فاز) نسبت به زاویه رسم شده است. از آنجا که در کاربردهای مورد نظر ما، جهت مرجحی برای تفکیک پذیری مد نظر نیست، در این مقاله

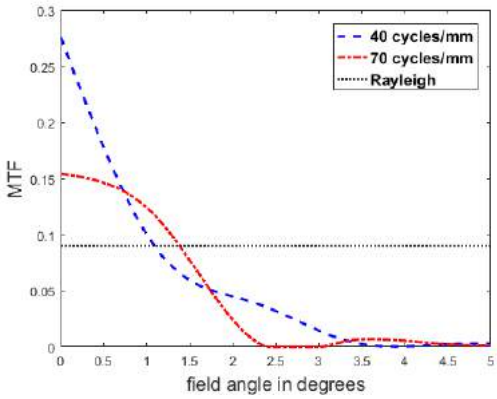
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

MTF به معنای حداقل دو مقدار آن در راستای مماسی tangential و پره چرخی sagittal لحاظ شده است. سه طول موج آبی، سبز و قرمز خطوط طیفی F، d و c هلیوم به ترتیب ۴۸۶,۱، ۵۸۴,۶ و ۶۵۶,۳ نانومتر انتخاب شده و MTF چندطیفی با وزن دهی مساوی از مقادیر MTF در هر کدام از این طول موجها ساخته می‌شود.

در این مقاله از نرم افزار تحلیل اپتیکی ZEMAX استفاده شده است.



شکل ۱: نقشه‌ی لنز آکرومات با مدولاتور فاز



شکل ۲: نمودار MTF چندطیفی لنز اولیه در دو فرکانس مکانی ۴۰ و ۷۰ سیکل بر میلیمتر

اگر برای تفکیک پذیری، معیار رایلی Rayleigh criterion معادل MTF برابر ۰,۰۹ را بپذیریم، از شکل ۲ ملاحظه میشود که حداکثر زاویه‌ی قابل تفکیک با لنز اولیه بسیار کوچک و بین ۱ تا ۱,۵ درجه است. بخاطر طراحی بسیار ساده‌ی لنز البته انتظاری هم جز این نمی‌رود.

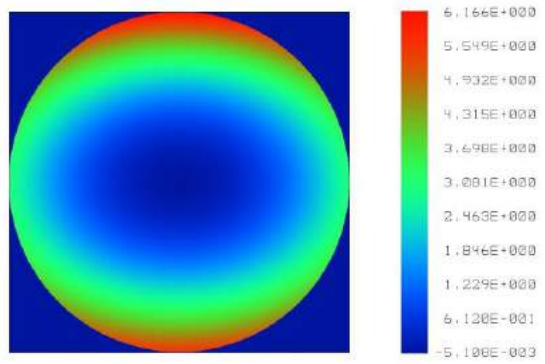
۲-۲- اثر تیزکنندگی

وقتی یک تصویر با کنتراست (مدولاسیون) بالا با تعدادی تصویر با کنتراست پایین بصورت میانگین گیری ترکیب می‌شود، کنتراست تصویر مرکب، ابتدا سریع و بعد به کندی افت می‌کند. برای مثال اگر یک تصویر با کنتراست ۱۰۰ درصد در یک فرکانس مکانی مشخص، با ۹ تصویر با کنتراست صفر ترکیب شود، کنتراست تصویر مرکب هنوز ۱۰ درصد و بالاتر از حد تفکیک پذیری رایلی خواهد بود. این پدیده اثر تیزکنندگی sharpening effect تصویر با کیفیت بر روی تصاویر کم کیفیت نامیده می‌شود [۴].

۳-۲- پویش طیفی

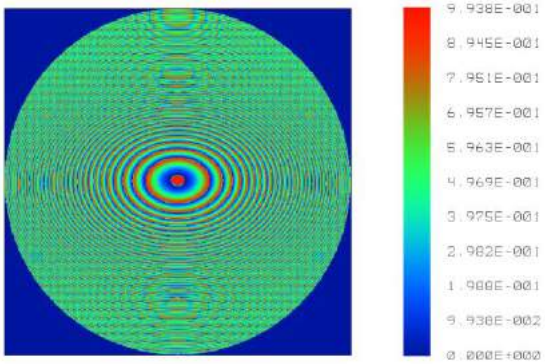
گفته شد که ادوات مدولاتور فاز کریستال مایع تنها در یک طول موج، جبران سازی ابیراهی را به طور موثر انجام می‌دهند. در روش پویش طیفی که نخستین بار در این مقاله مطرح می‌شود، فاز مربوط به جبرانسازی در هر کدام از طول موجهای چند طیفی بصورت متوالی به مدولاتور فاز اعمال میشود و در طول موج مورد نظر یک تصویر با کنتراست بالا تشکیل میشود. این پویش طیفی بصورت متناوب تکرار میشود و لذا در هر دوره‌ی تناوبِ پویش طیفی، یک تصویر با کنتراست (و در نتیجه تفکیک) بالا با تعدادی تصویر با کنتراست پایین ترکیب میشود و از اثر تیزکنندگی انتظار داریم که تفکیک در تصویر مرکبِ حاصل هنوز قابل قبول باشد.

به عنوان مثال اگر برای لنز نمونه، ابیراهی در زاویه‌ی دید ۱۰ درجه و برای طول موج آبی محاسبه گردد، صفحه‌ی فازی که میتواند این ابیراهی را جبران کند، مشابه شکل ۳ خواهد بود. ملاحظه میشود که دامنه‌ی تغییرات فاز تا ۶ طول موج هم می‌رسد و با توجه به محدودیت مدولاتور فاز، برای پیاده سازی باید به صفحه‌ی فاز شکل ۴ که همان تابع فاز به پیمانه‌ی یک طول موج است، تبدیل گردد. با اعمال این تابع فاز، نمودار MTF برای هر کدام از سه رنگ، در شکل ۵ رسم شده است.

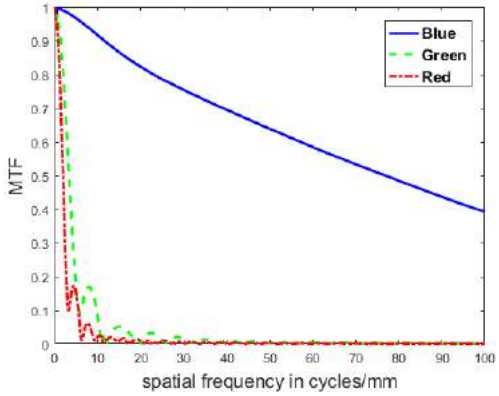


شکل ۳: صفحه‌ی فاز جبران کننده‌ی ابیراهی لنز نمونه برای زاویه‌ی ۱۰ درجه و طول موج آبی. فاز برحسب یک طول موج معادل 2π رادیان بیان شده است.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد



شکل ۴: صفحه‌ی فاز جبران کننده‌ی ابیراهی لنز نمونه برای زاویه‌ی ۱۰ درجه و طول موج آبی به پیمانه‌ی یک طول موج. فاز برحسب یک طول موج معادل 2π رادیان بیان شده است.



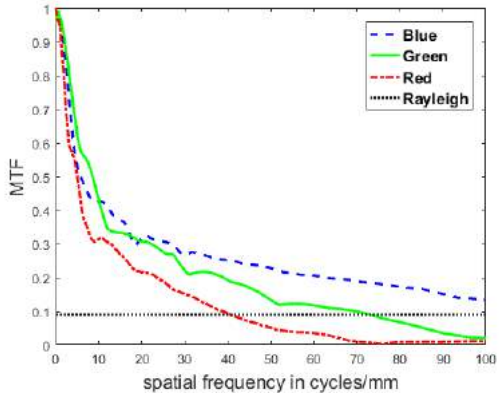
شکل ۵: نمودار MTF برای سه رنگ، وقتی که جبرانسازی زاویه‌ی ۱۰ درجه تنها برای رنگ آبی انجام شده است.

جبرانسازی تنها برای رنگ آبی انجام شده است. در روش پویش طیفی به همین ترتیب، صفحه‌ی فاز جبرانگر رنگ سبز و رنگ قرمز هم آماده شده و به توالی در مدولاتور اعمال می‌شود. اگر در زمان نورگیریِ exposure یک عکس، هر سه فاز با زمان استقرار مساوی اعمال گردند، سنسور الکترواپتیک سه عکس را که هر کدام در یکی از طول موجها تفکیک خوبی دارند با هم ترکیب می‌کند.

۴-۲- نتیجه

نمودار MTF موثر تصویر در خروجی سنسور که از میانگین گیری روی MTF سیستم جبران شده برای هر کدام از رنگها حاصل شده برای لنز نمونه و زاویه‌ی دید ۱۰ درجه، در شکل ۶ رسم شده است.

ملاحظه می‌شود که اگر حداقل کنتراست برای سه رنگ را در نظر بگیریم، رنگ قرمز با معیار رایلی تا فرکانس مکانی ۴۰ سیکل بر میلیمتر قابل تفکیک است و اگر چنانکه مرسوم است، میانگین سه رنگ را مد نظر قرار دهیم، تفکیک تا فرکانس ۷۰ سیکل بر میلیمتر انجام می‌شود. علت اینکه جبرانسازیِ رنگ آبی بهتر از سبز و جبرانسازیِ رنگ سبز بهتر از قرمز انجام شده، تفرق ناشی از پیکسل‌ها در مدولاتور فاز است که با طول موج نسبت مستقیم دارد.



شکل ۶: نمودار MTF موثر در روش پویش طیفی برای لنز آکرومات نمونه و زاویه‌ی ۱۰ درجه.

در مقایسه‌ی عملکرد لنز پویش طیفی در شکل ۶ با لنز اولیه در شکل ۲ مشاهده می‌شود که زاویه‌ی دیدی تا ۱۰ برابر لنز اولیه تصویر شده است. ضمنا در مقایسه‌ی سیستم پویش طیفی با سیستم تصویربرداری فوویایی که همین گسترش زاویه‌ی دید را اما برای یک تک طول موج تامین می‌کند، باید گفت که در روش پویش طیفی، در ازای مقداری افت در کنتراست، حدود ۱۵ برابر روشنایی تصویر افزایش یافته است.

۳- نتیجه گیری

روش پویش طیفی، امکان پیاده سازی تصویرگر فوویایی را در یک باند وسیع فراهم می‌سازد. نسبت به سیستم تک طول موج مقداری افت کنتراست با چندین برابر روشنایی بیشتر و سیگنال به نویز بالاتر معاوضه می‌گردد.

مراجع

[1] T. Martinez, D. V. Wick, and S. R. Restaino, "Foveated, wide field-of-view imaging system using liquid crystal spatial light modulator", Opt. Express **8**, 555-560 (2001)

[2] G. Curatu "Analysis and design of wide angle foveated systems", PhD Dissertation, University of Central Florida (2009)

[3] Archer OpTxPerfectLens Brochure 2013, available online at http://archeroptx.com/images/ArcherOpTx-2013Brochure-130116lo.pdf

[4] F. Javaherian, and B. Rashidian, "Foveated scanning: dynamic monodimensional enlargement of resolved field of view in lenses of scanner systems", App. Opt. **55**, 7314-7323 (2016)

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

بررسی برهمکنش سالیتون‌های کاواک درلیزر نشرکننده از سطح

شایسته رحمانی انباردان، رضا خردمند

گروه فتونیک دانشگاه تبریز، پژوهشکده فیزیک کاربردی و ستاره شناسی (RIAPA)

چکیده – برهمکنش سالیتون‌های کاواک (*CSs*) در یک لیزر نشرکننده از سطح کاواک (*VCSEL*) با تزریق نوری مطالعه و بررسی شد. نشان داده شد که سالیتون‌ها در مجاورت یکدیگر نیروی جاذبه‌ای را تجربه می‌کنند که این نیرو به فاصله اولیه سالیتون‌ها بستگی داشته و برد اثر آن بیشتر از قطر سالیتون‌هاست. همچنین نشان داده شد که این پتانسیل برهمکنشی که به صورت نمایی با افزایش فاصله اولیه سالیتون‌ها کاهش می‌یابد بسیار شبیه به پتاسیل برهمکنشی مشاهده شده در مواد آب گریز (*hydrophobic materials*) است و در نهایت منجر به یکی شدن سالیتون‌ها می‌شود.

کلید واژه- سالیتون‌های کاواک (CSs)، لیزر نشرکننده از سطح کاواک (VCSEL)، مواد آب گریز (hydrophobic materials)

Investigation of cavity soliton interaction in VCSELs

Shayesteh Rahmani Anbardan, Reza Kheradmand

Research Institute for Applied Physics and Astronomy, Tabriz University, Tabriz, Iran

Abstract- We investigate the interaction of two cavity solitons in an optically injected vertical cavity surface emitting laser (VCSEL). We show that they experience an attractive force even when their distance is much larger than their diameter, and finally they merge. Since the merging time depends exponentially on the initial distance, we show that the attraction could be associated with an exponentially decaying interaction potential, similarly to what is found for hydrophobic materials.

Keywords: cavity soliton, VCSEL, hydrophobic materials

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

دینامیک سیستم‌های نوری ابعاد بالا که از رقابت تعداد زیادی درجات آزادی فضایی و زمانی ناشی می‌شود، شباهت زیادی با دینامیک مایعات دارد[1]. گرداب‌های نوری[2]، آشفتگی‌های نوری[3]، مثال‌هایی از این نوع سیستم‌ها هستند. در زمینه ساختارهای جایگزیده، شباهت‌های قابل توجهی بین سالیتون‌های کاواک ایجاد شده در لیزر با ماده جاذب اشباع‌پذیر[4] و قطرات پرش‌کننده بر روی سطح ظرفی شامل همان مایع وجود دارد[5]. در این مقاله رفتار مشابه دیگری بین دینامیک ساختارهای جایگزیده و دینامیک مایعات نشان داده شده است. در این پژوهش نشان داده شده است که برهمکنش دو سالیتون کاواک در یک لیزر تحریک شده نوری بسیار مشابه با برهمکنش مواد آب گریز با آب است و پتانسیل برهمکنشی در هر دو مورد پتانسیل نمایی کاهنده است[6].

۲- مدل

لیزر نیم‌رسانای مورد مطالعه در این مقاله از نوع *VCSEL* می‌باشد که شامل ساختار چاه‌کوانتومی چندگانه *GaAs / AlAs* به عنوان محیط فعال است و انرژی سیستم توسط یک پرتو نگهدارنده ایستا و پهن و هم‌چنین یک جریان الکتریکی که آستانه لیزرزایی را تأمین می‌کند، فراهم می‌شود. معادلات ماکسول-بلاخ برای توصیف دینامیک سیستم با استفاده از معادلات (۱) داده می‌شوند[7]:

$$\begin{cases}\partial_t E=\sigma[E_I-(1+i\theta)E+P+i\nabla^2 E,\\ \partial_t D=J-D-(E^*p+Ep^*)/2+d\nabla^2 D,\\ \partial_t P=\xi(D)[(1-i\alpha)f(D)E-P].\end{cases} \quad (۱)$$

در روابط فوق E و P به ترتیب میدان کاواک و پلاریزاسیون ماده می‌باشند، D چگالی حامل‌ها، σ به صورت نسبت طول عمر فوتون‌ها τ_{ph} به طول عمر حامل‌ها τ_c تعریف می‌شود. E_I میدان تزریقی، θ نامیزانی بین کاواک و میدان تزریقی، α فاکتور افزایش پهنای باند، J جریان تزریق، d ثابت پخش حامل‌ها است. پراش توسط عملگر لاپلاس ∇^2 توصیف می‌شود.

شاخص زمان، توسط τ_c (که از مرتبه $1ns$ است) و شاخص مکان، توسط ریشه مجذور پارامتر پراش (که از مرتبه $4-5\mu m$ است)، نرمالیزه شده است.

تابع حقیقی $f(D)$ نشان دهنده غیرخطیت محیط بهره، که از نوع چاه‌کوانتومی چندگانه است، می باشد. اگر این تابع به صورت درجه دو در نظر گرفته شود $f(D)=(1-\beta D)D$، به ازای $\beta=0.125$ بهترین فیت برای بهره محاسبه شده با مدل ماکروسکوپیک به دست می‌آید.[8] غیرخطیت بیانگر این است که جریان آستانه از رابطه $J_{th}=(1-\sqrt{1-4\beta})/2\beta$ بدست می‌آید، که با در نظر گرفتن $\beta=0.125$ جریان آستانه برابر است با $J_{th}=1.17$. تابع مختلط $\xi(D)$ در معادله مربوط به پلاریزاسیون ماکروسکوپیک، نشان دهنده وابستگی پهنای خط بهره، در فرکانسی که بهره ماکزیمم می‌شود، به چگالی حامل‌ها است.

در یک لیزر با تزریق نوری وقتی که فرکانس میدان تزریقی با فرکانس لیزر آزاد هم‌خوانی ندارد قبل از نقطه تزریق قفل شده هیچ حالت پایداری وجود ندارد، بنابراین خروجی لیزر نوسانی خواهد بود و چندین مد عرضی تحریک خواهد شد. تحت چنین شرایطی معادله مربوط به پلاریزاسیون ماکروسکوپیک مانند یک فیلتر طیفی عمل کرده و وجود این معادله برای اجتناب از ناپایداری‌های غیرفیزیکی طول موج‌های کوتاه، لازم و ضروری است. در این مقاله، به دلیل اینکه برهمکنش سالیتون‌ها بعد از نقطه تزریق قفل شده بررسی شده است می توان از معادلات کاهش یافته زیر که از حذف آدیاباتیک استاندارد پلاریزاسیون به دست آمده‌اند استفاده کرد:

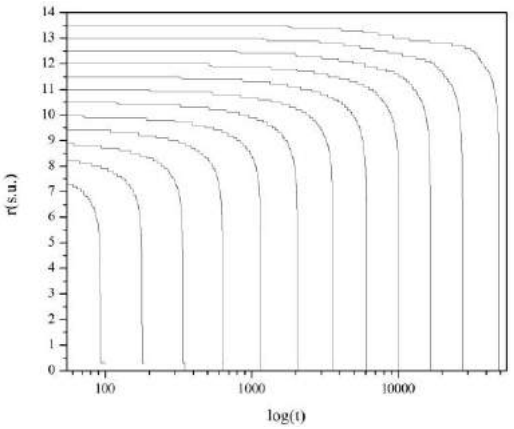
$$\begin{cases}\partial_t E=\sigma[E_I-(1+i\theta)E+(1-i\alpha)f(D)E+i\nabla^2 E],\\ \partial_t D=J-D-f(D)|E|^2+d\nabla^2 D\end{cases} \quad (۲)$$

در شبیه‌سازی‌های انجام شده پارامتر $J=1.2J_{th}$، $\alpha=4$، $\theta=-2$، $d=0.052$، $E_I=1$، $\sigma=400$ در نظر گرفته شده است که با این پارامترها امکان روشن شدن سالیتون‌های کاواک ایستا با پهنایی (*HWHM*) برابر با یک واحد فضایی (s.u.) وجود دارد. در این مقاله برای بررسی برهمکنش سالیتون‌ها، دو سالیتون به طور همزمان در فاصله اولیه r_0 نوشته شد و رفتار آنها در یک بازه زمانی کافی مورد مطالعه و بررسی قرار گرفت.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

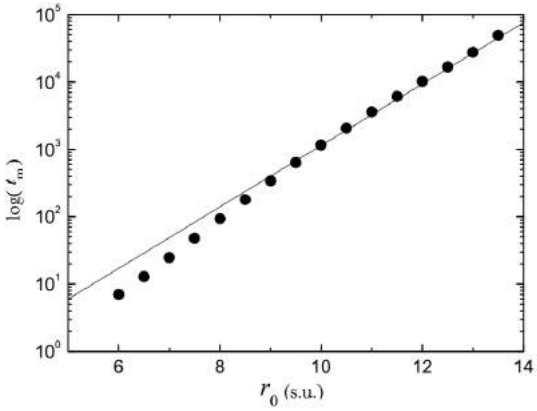
۱-۲- بحث و نتایج

بررسی برهمکنش سالیتون‌ها نشان داد که حتی برای فواصل اولیه بیشتر از ۱۰ واحد فضایی که خیلی بیشتر از قطر یک سالیتون است، سالیتون‌ها نیروی جاذبه‌ای را تجربه کرده و به سمت یکدیگر حرکت می‌کنند تا در نهایت یکی شوند. شکل ۱ نمودار تحول زمانی فاصله سالیتون‌ها را به ازای مقادیر مختلف فاصله اولیه آنها نشان می‌دهد.



شکل ۱: تحول زمانی فاصله سالیتون‌ها برای فواصل اولیه مختلف

سرعت حرکت سالیتون‌ها در ابتدای حرکت بسیار کند و در انتهای حرکت و درست در لحظه یکی شدن آنها بسیار سریع است. این حقیقت که فاصله بین زمان‌های یکی شدن متوالی در مقیاس لگاریتمی تقریبا ثابت است، نشان می‌دهد که زمان یکی شدن به صورت نمایی به فاصله اولیه سالیتون‌ها بستگی دارد، که این فرض به طور اساسی در شکل ۲ تایید شده است.



شکل ۲: نمودار نیمه لگاریتمی زمان یکی شدن سالیتون‌ها بر حسب فاصله اولیه آنها. خط راست دارای معادله $y = a + bx$ است که در آن $a = -3.460 \pm 0.12$ و $b = 1.055 \pm 0.01$ می باشد، این خط از فیت خطی ۸ نقطه که مربوط به فواصل اولیه بزرگتر هستند به دست آمده است.

این نتایج می‌تواند به عنوان یک دلیل بیشتر برای نشان دادن خصوصیت ذره گونه سالیتون‌ها تفسیر شود. می‌دانیم که زمان به هم رسیدن دو جرم تحت پتانسیل گرانشی r^{-1} به صورت $r_0^{3/2}$ به فاصله اولیه آنها وابسته است[9]. به طور مشابه می‌توان فرض کرد که زمان یکی شدن سالیتون‌ها که به صورت نمایی با زمان افزایش می‌یابد بیانگر یک پتاسیل برهمکنشی بین سالیتون‌هاست که با افزایش فاصله اولیه سالیتون‌ها کاهش می‌یابد:

$$V(r) = -K^2 e^{-r/R} \qquad (۳)$$

این پتاسیل به دو پارامتر بستگی دارد: قدرت پتانسل K و برد آن R.

در اینجا ما از ایده سقوط آزاد یک سالیتون به سمت سالیتون دیگر استفاده کردیم. برای رسیدن به هدف، حرکت دو سالیتون را تحت این پتانسیل، پایسته فرض کردیم. سرعت دو جسم که ابتدا در حال سکون و در فاصله r_0 از یکدیگر قرار دارند با استفاده از قانون پایستگی انرژی در هر فاصله دلخواه $0 \le x \le r_0$ به صورت $v(x) = -K\sqrt{e^{-x/R} - e^{-r_0/R}}$ به دست می آید. این رابطه به این معناست که پارامتر K به معنی سرعت تماس در حد $r_0 \succ\succ R$ است. با استفاده از رابطه به دست آمده برای سرعت می توان زمان مورد نیاز برای رسیدن به فاصله r را به صورت زیر محاسبه کرد:

$$t(r) = \frac{1}{K}\int_r^{r_0} \frac{dx}{v(x)} = \frac{\mathrm{Re}^{r_0/2R}}{K}[\pi - 2\arctan(\frac{e^{r/2R}}{e^{-r/R} + e^{r_0/R}})]. \qquad (۴)$$

با توجه به رابطه فوق زمان یکی شدن سالیتون‌ها $t_m = t(0)$ برابر است با:

$$t(r) = \frac{\mathrm{Re}^{r_0/2R}}{K}[\pi - 2\arctan(\frac{1}{1+e^{r_0/R}})]. \qquad (۵)$$

حتی اگر فاصله اولیه سالیتون‌ها مقداری کمتر از برد برهمکنش R باشد، جمله دوم داخل براکت با -1 تخمین زده می‌شود و بنابراین نسبت به جمله اول قابل صرف نظر کردن است و زمان یکی شدن به صورت رابطه زیر ساده می‌شود:

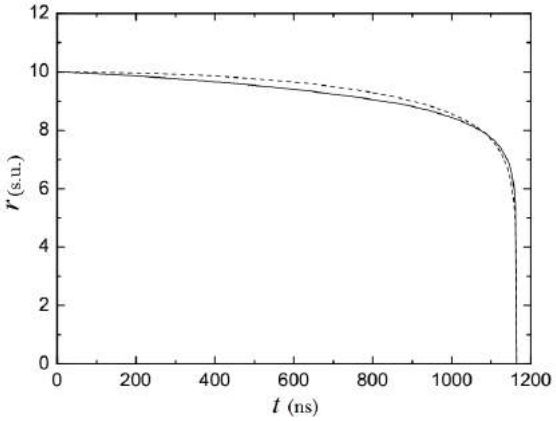
$$t_{m,ap} = \pi \frac{R}{K} e^{r_0/2R}. \qquad (۵)$$

خط راست در شکل ۲، فیت خطی انجام شده بر داده‌های عددی با صرف نظر کردن از داده‌های $r_0 \prec 10$ می باشد. صرف نظر کردن از این داده‌ها به این دلیل است که رابطه ۵ فقط برای فواصل اولیه بزرگتر معتبر است. با استفاده از

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

شیب خط مقدار پارامتر R به صورت $R=0.474$ به دست می‌آید که این مقدار تقریبا برابر با شعاع یک سالیتون است.

اگر مقادیر R و K مشخص باشند تحول زمانی فاصله سالیتون‌ها به طور کامل با رابطه ۴ به دست خواهد آمد. اما متاسفانه به دلیل اینکه عدم قطعیت در عرض از مبدا فیت خطی بیشتر از شیب آن است بنابراین تخمین دقیق قدرت برهمکنش K غیرممکن است. در شکل ۳ یک مقایسه بین داده‌های عددی و تحلیلی برای فاصله اولیه $r_0=10$ ارائه شده است.



شکل ۳: تحول زمانی فاصله سالیتون‌ها برای $r_0=10$. خط ممتد منحنی مربوط به داده‌های شبیه سازی عددی است و نقطه چین منحنی مربوط به داده های تحلیلی است که با استفاده از معادله ۴ به ازای $R=0.474$ و $K=48.2$ به دست آمده.

در این نمودار منحنی نقطه چین که مربوط به داده های تحلیلی است، با در نظر گرفتن $K=48.77$، که متناسب با عرض از مبدا $a=-3.382$ است، رسم شده است. این مقدار عرض از مبدا طوری انتخاب شده که روند حرکت در هر دو منحنی یکسان باشد. منحنی تحلیلی، وابستگی زمانی فاصله را به خوبی بازتولید می‌کند و بیشرین انحراف در میانه حرکت دیده می‌شود که همواره کمتر از ۳٪ باقی می‌ماند. برای مثال در زمان $t=700$، فاصله در شبیه‌سازی عددی $r=9.493$ و در شبیه‌سازی تئوری $r=9.235$ می‌باشد.

۳- نتیجه‌گیری

در این مقاله نشان داده شد که سالیتون‌های ایجاد شده در *VCSEL* تحریک شده به صورت نوری و پمپ شده بالای حد آستانه، نیروی جاذبه‌ای را تجربه می‌کنند که این نیرو در فواصل بزرگتر از قطر سالیتون‌ها نیز اثر گذار است. این نیرو منجر به حرکت سالیتون‌ها به سمت یکدیگر با سرعتی فزاینده شده و در نهایت به یکی شدن سالیتون‌ها می‌انجامد. زمان یکی شدن سالیتون‌ها با تقریب خوبی به صورت نمایی به فاصله اولیه سالیتون‌ها وابسته است. ما نتایج فوق را به عنوان حرکت پایسته دو ذره که تحت تاثیر پتانسیل نمایی کاهنده هستند تفسیر کردیم که این رفتار مشابه با رفتار مواد آب گریز در آب است. این رفتار سالیتون‌ها متفاوت از رفتار سالیتون‌ها در محیط غیرفعال است. زیرا در آنجا برهمکنش دو سالیتون منجر به یک حرکت غیرنیوتونی می شود که در آن سرعت (نه شتاب)، متناسب با اختلال وارد شده به یک سالیتون توسط سالیتون دیگر است[10].

مراجع

[1] M. Brambilla, L. A. Lugiato, V. Penna, F. Prati, C. Tamm, and C. O. Weiss, “Transverse laser patterns. II. Variational principle for pattern selection, spatial multistability, and laser hydrodynamics,” *Phys. Rev. A*, vol. 43, no. 9, pp. 5114–5120, 1991.

[2] P. Coullet, L. Gil, and F. Rocca, “Optical vortices,” *Opt. Commun.*, vol. 73, no. 5, pp. 403–408, Nov. 1989.

[3] F. T. Arecchi, “Space-time complexity in nonlinear optics,” *Phys. D Nonlinear Phenom.*, vol. 51, no. 1–3, pp. 450–464, Aug. 1991.

[4] F. Prati, L. A. Lugiato, G. Tissoni, and M. Brambilla, “Cavity soliton billiards,” *Phys. Rev. A - At. Mol. Opt. Phys.*, vol. 84, no. 5, pp. 1–6, 2011.

[5] S. PROTIÈRE, A. BOUDAOUD, and Y. COUDER, “Particle–wave association on a fluid interface,” *J. Fluid Mech.*, vol. 554, no. 1, p. 85, 2006.

[6] S. H. Donaldson, A. R??yne, K. Kristiansen, M. V. Rapp, S. Das, M. A. Gebbie, D. W. Lee, P. Stock, M. Valtiner, and J. Israelachvili, “Developing a general interaction potential for hydrophobic and hydrophilic interactions,” *Langmuir*, vol. 31, no. 7, pp. 2051–2064, 2015.

[7] X. Hachair, F. Pedaci, E. Caboche, S. Barland, M. Giudici, J. R. R. Tredicce, F. Prati, G. Tissoni, R. Kheradmand, L. A. L. A. Lugiato, I. Protsenko, M. Brambilla, others, I. Protsenko, and M. Brambilla, “Cavity solitons in a driven VCSEL above threshold,” *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 12, no. 3, pp. 339–350, May 2006.

[8] M. Eslami, R. Kheradmand, and G. Hashemvand, “The effect of nonlinear gain on the characteristics of an optically injected VCSEL and cavity solitons,” *Opt. Quantum Electron.*, vol. 46, no. 2, pp. 319–329, Feb. 2014.

[9] S. K. Foong, “From Moon-fall to motions under inverse square laws,” *Eur. J. Phys.*, vol. 29, no. 5, pp. 987–1003, 2008.

[10] A. G. Vladimirov, J. M. McSloy, D. V. Skryabin, and W. J. Firth, “Two-dimensional clusters of solitary structures in driven optical cavities,” *Phys. Rev. E - Stat. Nonlinear, Soft Matter Phys.*, vol. 65, no. 4, pp. 26–28, 2002.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

ایجاد سیلیکون سیاه با استفاده از تپ‌های لیزری فمتوثانیه با شار انرژی‌های مختلف

رضا گودرزی، فرشته حاج‌اسماعیل‌بیگی، افتخار بستان دوست، حسین رزاقی، اسما معتمدی

پژوهشکده‌ی فوتونیک و فناوری‌های کوانتومی، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، انتهای خیابان کارگر شمالی، تهران

چکیده - در این پژوهش با استفاده از تپ‌های لیزر فمتوثانیه، سطح ویفر سیلیکون تابش داده شده است. شار انرژی تپ‌های لیزری به عنوان یک مشخصه‌ی مهم مورد مطالعه قرار گرفته و به ازای سه شار انرژی ۱، ۳ و ۹ کیلوژول بر مترمربع، بیناب بازتابی لیزر از سطح ویفر سیلیکون پس از ۱ دقیقه تابش‌دهی ثبت شده است. نتایج نشان می‌دهد که در شار انرژی لیزری پایین ، کندوسوز به‌طور مؤثر رخ نداده و میزان بازتاب از سطح تغییری نکرده است. کندوسوز لیزری در شار انرژی لیزر مربوط به آستانه‌ی تشکیل پلاسمای یونی رخ می-دهد که در نتیجه‌ی آن ساختارهای میخه مانند روی سطح سیلیکون تشکیل می‌شوند. تغییر ساختارروی سطح منجر به کاهش میزان بازتاب از آن می‌شود. در نتیجه، با تابش‌دهی لیزری سطح ویفر سیلیکون در محدوده انرژی بیش از شار آستانه، سیلیکون سیاه ایجاد شده که به دلیل جذب بالای آن قابلیت بهبود فناوری ساخت سلول‌های خورشیدی را دارد.

کلید واژه- لیزر فوق‌کوتاه، بازتاب سطحی، سیلیکون سیاه، کندوسوز لیزری

Fabrication of black silicon by using femtosecond laser pulses at various fluencies

Reza Goodarzi, Freshteh Hajiesmaeilbaigi, E. Bostandoost, H. Razaghi, A. Motamedi

Photonics and Quantum Technologies Research School, NSTRI, Tehran, IRAN

Abstract- In this research, a silicon wafer has been irradiated by femtosecond laser pulses. Laser fluence is studied as an important parameter. The reflection spectrum of the surface at three different fluencies 1, 3 and 9 KJ/m^2 has been recorded after 1-minute irradiation. The results are shown that at low laser fluence the efficient ablation did not take place and the surface reflection did not change. However, when the laser fluence reaches to ionic plasma formation threshold, the laser ablation is occurring that cause spikes formation on the silicon surface. The changes in the surface structure result in reflection decreases. In conclusion, by laser irradiation of silicon surface with laser fluence more than the threshold the black silicon is fabricated which due to its high absorption can improve the manufacture of solar cell technology.

Keywords: Ultrashort pulse laser, surface reflection, black silicon, laser ablation

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

پس از ساخت نخستین لیزر در سال ۱۹۶۰، فرآیند پردازش مواد با لیزر به‌طور گسترده مورد بررسی قرار گرفت. امروزه لیزر به‌عنوان یک ابزار مفید در صنایع مختلف به‌کار گرفته می‌شود.

برای ایجاد میکروساختاری خاص، به لیزری با ویژگی‌های مشخص نیاز است. به‌عنوان مثال، برای ساخت مواد میکرومتری از جنس سرامیک و پلیمر، لیزرهای اگزایمر استفاده می‌شوند و برای مته‌کاری میکرومتری لیزر Nd:YAG مورد استفاده قرارمی‌گیرد[۱]. در بسیاری از مواردی که نیازمند دقت بسیار بالایی می‌باشند، مانند ایجاد ساختارهای میکرومتری روی فلزات، استفاده از تپ-های لیزری میکروثانیه و حتی نانوثانیه به دلیل تخریب مکانیکی و حرارتی که ایجاد می‌کند، نمی‌تواند پاسخ‌گوی نیاز صنعت باشد.

استفاده از تپ‌های لیزری فوق‌کوتاه به دلیل آن‌که تخریب ناشی از پخش حرارتی به حداقل می‌رسد، می‌تواند گزینه-ی مناسبی باشد[۱]. تحقیقات نشان داده است که لیزرهای فمتوثانیه می‌توانند ابزاری عالی برای ایجاد ساختارهای میکرومتری باشند و جهت میکروماشین‌کاری فلزات، نیمه‌رساناها، دی‌الکتریک‌ها، پلیمرها و ... مورد استفاده قرار بگیرند.

۲- نظریه‌ی اندرکنش تپ‌های فوق‌کوتاه با ماده

اهمیت و ظرفیت بالای استفاده از تپ لیزر فوق‌کوتاه برای میکروماشین‌کاری در این نکته نهفته است که با استفاده از چنین تپی می‌توان پخش گرمایی را کمینه کرد و عمق نفوذ نوری مشخصه‌ی تأثیرگذار در اندرکنش خواهد بود. انرژی لیزر در ابتدا توسط الکترون‌ها جذب می‌شود و سپس از طریق برخورد بین الکترون با فونون، انرژی لیزر به شبکه منتقل می‌گردد. زمان انتقال انرژی از الکترون‌ها به شبکه در حدود ۱۰ پیکوثانیه است[۲]. لذا اگر از تپی با مدت زمان کمتر از ۱۰ پیکوثانیه استفاده شود، ماده زمان لازم برای انتقال حرارت را نخواهد داشت و اثرات حرارتی به حداقل می‌رسند. از سوی دیگر، به دلیل آن‌که اتلاف حرارتی نسبت به تپ‌های طولانی کم است، آستانه‌ی شار انرژی لیزری مورد نیاز نیز کاهش می‌یابد. در نتیجه می-توان از تپ‌های فوق‌کوتاه با انرژی کم‌تری نسبت به تپ‌ها کوتاه استفاده کرد. علاوه بر موارد گفته‌شده، شدت بالای تپ‌های لیزری فوق‌کوتاه منجر به تأثیرگذاری بیشتر فرآیندهای غیرخطی مورد نیاز در میکروماشین‌کاری مواد شفاف می‌شود.

اگر تپ‌های فوق کوتاه به سطح ماده برخورد کنند و جذب شوند، پدیده‌ی کندوسوز لیزری رخ می‌دهد که به معنی جدا شدن مواد از سطح هدف در اثر انتقال انرژی لیزر به ماده است. پس از اتمام اندرکنش و سرد شدن سطح، ساختارهایی به صورت خودبه‌خودی روی سطح شکل می-گیرند که انواع مختلفی دارند و معروف‌ترین آن‌ها نوارها و میخه‌ها هستند[۳].

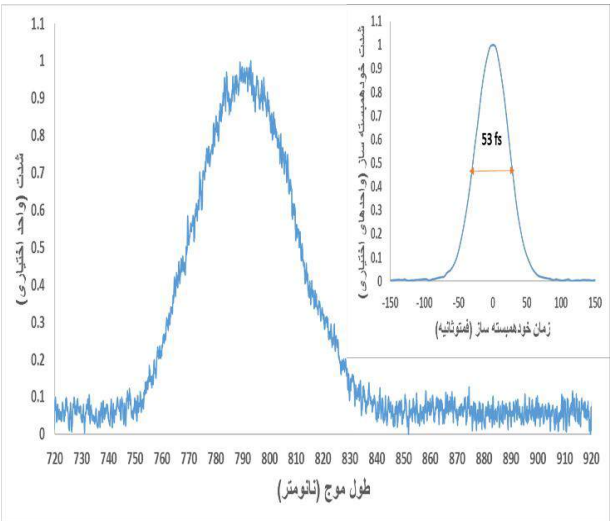
ایجاد ساختارهای میخه مانند روی سطح سیلیکون می-تواند ضریب جذب سیلیکون را از طریق افزایش تعداد دفعات بازتاب به سطح افزایش دهد. سیلیکون دارای میخه‌ها، سیلیکون سیاه نیز نامیده می‌شود چرا که تقریباً تمام نور در محدوده‌ی مرئی و مادون‌قرمز نزدیک را جذب می‌کند. سیلیکون سیاه در سلول‌های خورشیدی به منظور افزایش بازده آن‌ها به‌کار می‌رود[۴].

در این پژوهش، اثر تپ‌های لیزر فمتوثانیه روی ویفر سیلیکون مطالعه شده است. تغییرات حاصل شده در بازتاب نوری سطح درحین تابش لیزر، اندازه گیری شده و ساختار شکل گرفته روی سطح توسط میکروسکوپ الکترونی روبشی مورد بررسی قرار گرفته است.

۳- روش انجام کار

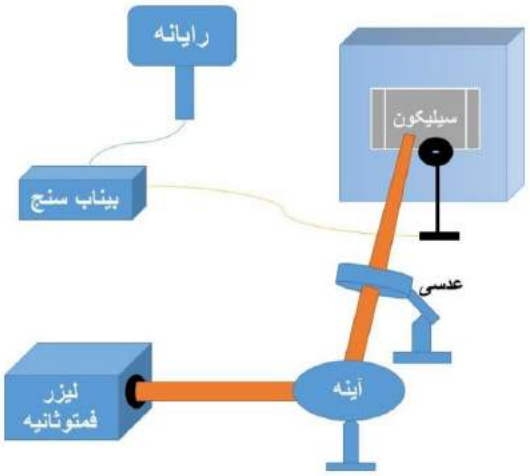
برای انجام آزمایش‌ها از یک لیزر فمتوثانیه با محیط فعال تیتانیوم-سفایر استفاده شده است. تپ‌های لیزر به شکل گوسی، دارای مدت زمان ۵۳ فمتوثانیه و طول‌موج مرکزی ۷۹۰ نانومتر می‌باشند که نرخ تکرار آن ۱۰ هرتز است. خروجی نوسانگر لیزر با روش چرپ کردن در تقویت کننده باز تولیدی تقویت شده و تا انرژی ۵۰۰ میلی‌ژول قابلیت افزایش انرژی دارد. در شکل ۱ پهنای بینابی و پهنای زمانی تپ‌های لیزری، نشان داده شده است.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد



شکل ۱: بیناب و پهنای تپ لیزر مورد استفاده قرار گرفته

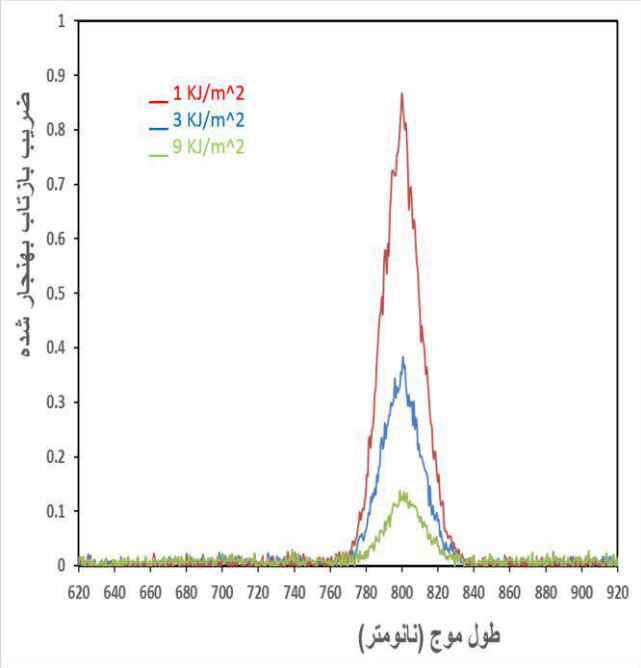
هدف مورد استفاده در این مقاله، ویفر سیلیکون آلائیده‌ی نوع n با اندیس میلر (۱۱۱) می‌باشد که یک طرف آن جلا داده‌شده است. تپ‌های لیزر فمتوثانیه با استفاده از عدسی با فاصله‌ی کانونی ۸۵ میلی‌متر، مطابق شکل ۲ روی سطح جلا داده نشده‌ی هدف، متمرکز می‌شوند.



شکل۲: طرح‌واره‌ی آزمایش

انرژی تپ‌های لیزر با استفاده از انرژی‌متری با دقت ۱μJ به نحوی انتخاب گردید که با توجه به پهنای باریکه‌ی لیزر پس از متمرکز شدن توسط عدسی، $2W_0$=۱۵۰μm، شار انرژی‌هایی در حدود ۱، ۳ و ۹ کیلوژول بر متر مربع را نتیجه می‌دهد. شار انرژی ۳ KJ/m^2 کمی بیشتر از شار آستانه‌ی مورد نیاز برای کندوسوز سیلیکون می‌باشد[۳].

در هر نوبت پرتودهی، یک نقطه از سطح ویفر سیلیکون انتخاب شده و کندوسوز با شار انرژی مشخص انجام می‌شود. بیناب بازتابی نمونه‌ها به‌طور هم‌زمان قبل و بعد از ۶۰ ثانیه تابش‌دهی توسط بیناب‌سنج فیبر نوری با دقت ۰/۶nm (melles Griot 13Fos-100) به ثبت رسیده است. با توجه به آن‌که نرخ تکرار لیزر ۱۰ هرتز می‌باشد، در مدت یک دقیقه، ۶۰۰ تپ لیزری به سطح ویفر سیلیکون برخورد نموده‌اند. با توجه به این‌که انرژی در هر مرحله افزایش یافته است، اثری که تپ‌های متوالی لیزر فمتوثانیه در هر مرحله از آزمایش روی سطح می‌گذارند نیز از یکدیگر متمایز خواهد بود، در شکل ۳ بیناب بهنجار شده‌ی بازتابی نمونه‌ها، مورد مقایسه قرار گرفته است.



شکل ۳: بیناب بازتابی از سطح به ازای کندوسوز لیزری با شار انرژی‌های مختلف

۴- تحلیل نتایج

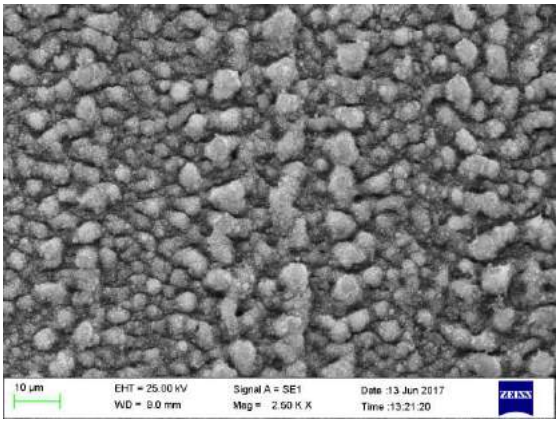
اگر از تپ با شار انرژی ۱ KJ/m^2 استفاده شود، با توجه به آن‌که شار انرژی لیزر کم‌تر از آستانه‌ی کندوسوز است، جذب انرژی لیزر نمی‌تواند منجر به تغییر ریخت‌شناسی سطح شود و لذا سطح ماده دست‌نخورده باقی می‌ماند و ضریب جذب نیز تغییر محسوسی نمی‌کند.

همان‌طور که در شکل ۳ مشاهده می‌شود، هنگامی که شار انرژی لیزر کمی بیشتر از آستانه‌ی کندوسوز سیلیکون (۲/۸ KJ/m^2) باشد، درصد بازتاب سطحی نسبت

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

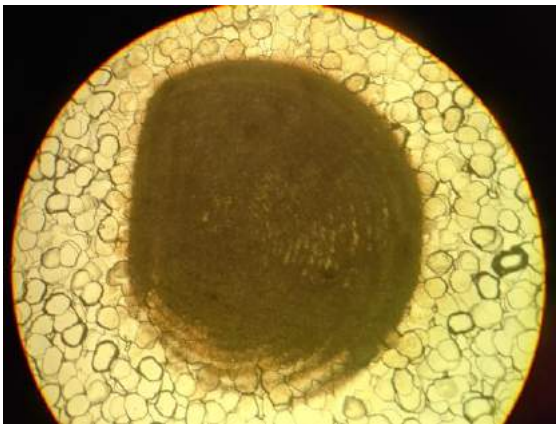
به باریکه‌ی فرودی پس از ۶۰۰ تپ فرودی به ۴۰ درصد می‌رسد. در این حالت با توجه به آن‌که الکترون‌ها فرصت انتقال انرژی کسب کرده از تابش تپ لیزری به شبکه را ندارند، از سطح خارج شده و سطح هدف به‌دلیل افزایش بار مثبت دچار انفجار کولنی شده و ذرات از سطح خارج می‌شوند. در نتیجه، روی سطح ساختارهای میخه مانند تشکیل می‌شوند و افزایش شار انرژی، ($۹\ KJ/m^2$) باعث بیشتر شدن میخه‌ها و متمایز شدن آن‌ها از یکدیگر می‌شود. بازتاب از سطح در این حالت تا حدود ۸۸ درصد کاهش می یابد.

جهت بررسی ریخت‌شناسی سطح از میکروسکوپ الکترونی روبشی (SEM) استفاده شد. در شکل ۴ تصویر SEM سطح پس از اندرکنش تپ‌های با شار انرژی KJ/m^2 ۹ نشان داده شده است و همان‌طور که انتظار می‌رفت، ساختارهای میخه مانند روی سطح تشکیل شده‌اند.



شکل ۴: تصویر SEM سطح ویفر سیلیکون پس از تابش با تپ‌های لیزری فوق‌کوتاه

به این ترتیب اصطلاحاً سیلیکون سیاه در سطح تشکیل می‌شود که به دلیل وجود ساختارهای میخه مانند، تعداد دفعات بازتاب نور از سطح به مراتب افزایش پیدا می‌کند و از این‌رو طبق رابطه‌ی مربوط به سطح لامبرتین، ضریب جذب سطحی افزایش می‌یابد[۵]. در شکل ۵ تصویر میکروسکوپ نوری (بزرگنمایی ۱۰۰ برابر) از سطوح کندوسوز شده با تپ لیزری با شار انرژی‌های بسیار بزرگ‌تر از شار آستانه، نشان داده شده است. در این تصویر، تشکیل سیلیکون سیاه به وضوح مشهود است.



شکل ۵: تصویر گرفته شده با بزرگنمایی ۱۰۰ برابر از سطح ویفر سیلیکون، پس از تابش با شار انرژی KJ/m^2 ۹

۵- نتیجه‌گیری

در این پژوهش نشان داده شد که با استفاده از تابش دهی سطح ویفر سیلیکون با باریکه لیزر فمتوثانیه در شار انرژی که منجر به انفجار فاز می‌شود، می‌توان سیلیکون سیاه تولید کرد که جذب آن در ناحیه‌ی طول‌موجی مادون قرمز نزدیک به مراتب افزایش یابد. از سیلیکون سیاه می‌توان برای ساخت سلول‌های خورشیدی استفاده کرد که در این‌صورت بازده جذب آن‌ها افزایش می‌یابد.

مراجع

[1] Fermann, M. E., Galvanauskas, A., & Sucha, G. (Eds.). (2002). *Ultrafast lasers: Technology and applications* (Vol. 80). CRC Press.
[2] Rafael R. Gattass and Eric Mazur, “Femtosecond laser micromachining in transparent materialsl”, Nature., Vol. 2, pp. 219-225, 2008.
[3] Bonse, Jörn, et al. "Femtosecond laser ablation of silicon–modification thresholds and morphology." Applied Physics A: Materials Science & Processing 74.1 (2002): 19-25.
[4] Sarnet, T., et al. "Femtosecond laser for black silicon and photovoltaic cells." Proc. SPIE. Vol. 6881. 2008.
[5] Campbell, Patrick, and Martin A. Green. "Light trapping properties of pyramidally textured surfaces." Journal of Applied Physics 62.1 (1987): 243-249.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

خواص اپتیکی و الکتریکی پوشش‌های چندلایه‌ای FTO/Ag/FTO

فاطمه رزمگه، سعید هادوی

گروه فیزیک. دانشگاه سیستان و بلوچستان

چکیده

با توجه به اهمیت کاهش مقاومت الکتریکی سطحی و ارتقاء بازدهی پوشش‌های هادی شفاف، در این گزارش پژوهشی سعی شده است با جایگزینی پوشش‌های چندلایه‌ای TCO/Metal/TCO به جای پوشش‌هی تک لایه هادی شفاف و بهینه‌سازی پارامترهای ساخت، تا حد مقدور ویژگی‌های اپتیکی و الکتریکی این ساختارها بهبود یابند. در این مقاله، تأثیر تغییر ضخامت لایه فلزی و نیز تأثیر دمای زیرلایه بر روی خواص اپتیکی و الکتریکی ساختار چندلایه‌ای FTO/Ag/FTO مورد مطالعه قرار گرفته است. لایه اول و سوم به روش اسپری پایرولیز و لایه دوم به روش تبخیر حرارتی در خلأ لایه نشانی شده است. نتایج حاصل از این تحقیق نشان داد که با استفاده از پوشش‌های چند لایه یادشده می‌توان تا حدودی ضریب برتری پوشش‌های الکتریکی شفاف را بهبود بخشید.

کلیدواژه : پوشش‌های هادی شفاف، پوشش‌های چندلایه ای، اسپری پایرولیزیز، لایه‌های نازک

Electrical and optical properties of FTO/Ag/FTO multilayer coatings

Fatemeh Razmgah, Saeed Hadavi

Department of Physics. The University of Sistan & Baluchestan

Abstract: Due to importance of decreasing of electrical sheet resistance and improvement of efficiency in conducting oxides coatings, in this project we have tried to do this work by replacing of TCO single layer with TCO/Metal/TCO multilayer and optimization of deposition parameters. The effect of metal layer thickness and substrate temperature on optical and electrical properties of TCO/Metal/TCO were studied and reported. The first and third layers were deposited by spray pyrolysis technique and the metal layer was deposited by thermal vacuum deposition.The results of this investigation shows that it is possible to improve the TCO figure of merit by using of aforementioned multilayers.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

اکسیدهای رسانای شفاف (TCO's) پوشش‌های مناسب و موردنیاز بسیاری از قطعات الکترونیکی حساس به نور از جمله الکترودهای شفاف، دیودهای شفاف و نیز در ساخت صفحات نمایشی لمسی و صفحات نمایشی دارای صفحه تخت [۱] و سلول‌های خورشیدی لایه نازک [۲] می‌باشند. اکسیدهای رسانای شفاف ، به‌طور هم‌زمان دارای شفافیت اپتیکی بالا در ناحیه مرئی و رسانایی الکتریکی بالا (نزدیک به رساناها) می‌باشند. در حالت ایده آل، هر دو ویژگی عبور اپتیکی و هدایت الکتریکی باید حداکثر باشد. اگرچه تا به امروز پوشش‌های الکتریکی شفاف زیادی به‌صورت تک لایه ساخته و توسعه یافته‌اند، اما در موارد خاصی نیازمند پوشش‌هایی با کارایی بهتر و هدایت الکتریکی بیشتر و ویژگی‌های اپتیکی ممتاز هستیم. یکی از راهکارهای پیشنهادی، ساخت ساختارهای چندلایه‌ای به‌صورت کلی TCO/metal/TCO می‌باشد. در ساختارهای سه لایه TCO/metal/TCO لایه‌ی فلزی، عنصر کلیدی برای تعیین مقاومت سطحی است. در مطالعات انجام شده محقق شده است که با توجه پایین‌تر بودن مقاومت الکتریکی نقره در مقایسه با سایر فلزات، استفاده از این عنصر بهترین گزینه برای ساخت پوشش سه لایه‌ای مذکور است. بااین‌حال، عبور اپتیکی و مقاومت سطحی به‌سرعت با افزایش ضخامت لایه تغییر می‌کند[۳]. در این مقاله لایه اول و سوم را FTO (اکسید قلع آلاییده شده با فلوئور) انتخاب شده است و به منظور دستیابی به ویژگی‌های الکتریکی و عبور اپتیکی بهتر پارامترهای ساخت ساختارهای چندلایه‌ای بهینه‌سازی شد.

نمونه	TCO	TCO/Metal	TCO/Metal/TCO	T% درصد عبور	R_s مقاومت سطحی	F فیگر آف مریت	ΔV_1 ضخامت لایه اول	ΔV_2 ضخامت لایه دوم
3.a	FTO			73	519.49	$0.082*10^{-3}$	20	
3.b		FTO/Ag		41.8	555.29	$0.00029*10^{-3}$	20	
3.c			FTO(400)/Ag(8nm)/FTO(500)	56.7	26.95	$0.12*10^{-3}$	20	20
4.a	FTO			72.2	687.08	$0.05*10^{-3}$	20	
4.b		FTO/Ag		37.5	896.37	$0.00006*10^{-3}$	20	
4.c			FTO(400)/Ag(8nm)/FTO(550)	55.6	11.51	$0.24*10^{-3}$	20	20

۲- روش ساخت FTO/Ag / FTO چندلایه‌ای

ماده اولیه برای تهیه لایه‌های نازک اکسید قلع خالص، پودر سفیدرنگ کلرید قلع ۵ آبه (با درجه خلوص ۹۹/۹۰ از شرکت آلدریچ) با فرمول شیمیایی $SnCl_4{:}5H_2O$ و حلال مربوط، ترکیب آب مقطر و الکل به نسبت مساوی می‌باشد. ازآنجایی‌که با افزودن الکل شفافیت محلول کمی کاهش می‌یابد، چند قطره HCl به منظور شفافیت بیشتر، به محلول اضافه می‌شود. سپس مقدار ۰/۰۵ گرم NH_4F به محلول قبلی اضافه شد. محلول تهیه‌شده درون ظرف دستگاه اسپری پایرولیزیز ریخته شد و در دمای زیرلایه $^{\circ}C$ ۴۵۰ با آهنگ زمانی ۱۰mL/min بر روی زیر لایه‌های شیشه‌ای اسپری گردید. در این مقاله، برای تهیه ساختار-های FTO/Ag / FTO ، لایه‌های FTO به روش اسپری پایرولیزز بر روی زیر لایه‌های شیشه‌ای لایه نشانی شده و سپس با استفاده از دستگاه تبخیر حرارتی در خلأ، لایه دوم نقره بر روی FTO لایه نشانی و در مرحله آخر لایه سوم FTO بر روی ساختار دولایه‌ای FTO/Metal لایه نشانی شد.

۲ - ۱ بررسی ویژگی‌های الکتریکی و اپتیکی نمونه‌ها با بهینه‌سازی میزان ضخامت لایه فلزی

برای مقایسه عملکرد الکتریکی و اپتیکی هم‌زمان الکترود-های شفاف مرسوم است که از پارامتر ضریب برتری استفاده می‌شود این فاکتور به‌صورت رابطه (۱) تعریف‌شده است.

$$F_{TC}= T^{10}/R_s \qquad (۱)$$

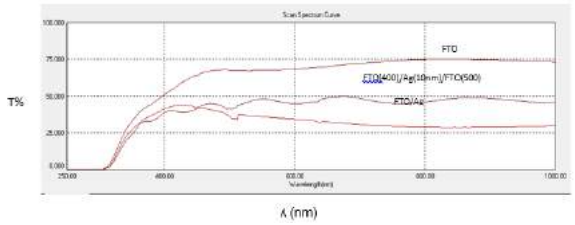
در این رابطه T معرف میزان عبور اپتیکی در طول‌موج ۵۵۰ نانومتر و R_s مقاومت ورقه‌ای می‌باشد [۴].

جدول ۱ ویژگی‌های دو نمونه تهیه‌شده را در حالت‌های تک لایه (TCO) و دولایه (TCO/Metal) و سه لایه (TCO/Metal/TCO) نشان می‌دهد. در این نمونه‌ها، TCO لایه اول در دمای یکسان ۴۰۰ درجه و TCO لایه سوم در دمای یکسان ۵۰۰ تهیه‌شده‌اند. ضخامت لایه نقره در حالت دولایه و سه لایه نمونه‌های ۱ و ۲ برابر ۸nm و ۱۰ nm می‌باشد . جدول ۱ درصد عبور T% ، مقاومت سطحی(R_S) و ضریب برتری (F) در TCO/Metal/TCO

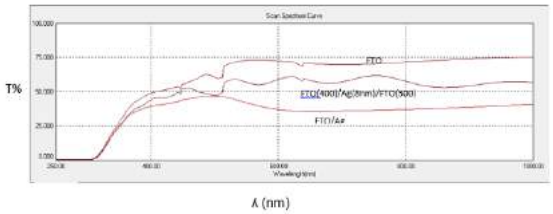
مقایسه نمونه‌های جدول ۱ نشان می‌دهد که مقاومت سطحی TCO با تبدیل تک لایه به سه لایه به‌طور قابل‌توجهی کمتر شده و ضریب برتری افزایش یافته است.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

شکل‌های ۱ و ۲ طیف عبور اپتیکی نمونه‌های جدول شماره ۱ را نشان می‌دهند.



شکل ۱. طیف عبور اپتیکی سه نمونه اول جدول۱



شکل ۲. طیف عبور اپتیکی سه نمونه دوم جدول۱

۲-۲ بررسی ویژگی‌های الکتریکی و اپتیکی نمونه‌های تهیه‌شده: بهینه‌سازی دمای زیرلایه (Ts_2)

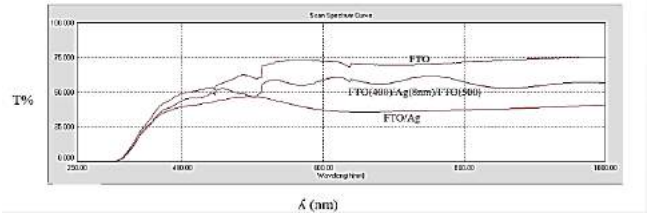
از بررسی نمونه‌های جدول ۱ متوجه شدیم که نمونه سه لایه هنگامی‌که ضخامت لایه فلزی ۸ نانومتر است به‌طور نسبی دارای ضریب برتری بالاتری است. در این بخش از مقاله با ثابت نگه‌داشتن دمای اولیه لایه اول و ثابت نگه‌داشتن ضخامت لایه فلزی (۸ نانومتر) دمای لایه سوم ساختار چندلایه‌ای FTO/Ag/FTO تغییر می‌دهیم. جدول شماره ۲، دو نمونه را در حالت‌های هادی شفاف تک لایه (TCO) و دولایه (TCO/Metal) و سه لایه (TCO/Metal/TCO) را نشان می‌دهد که در آن‌ها TCO زیر لایه اول در دمای اولیه یکسان (۴۰۰ درجه) و TCO زیرلایه سوم در دمای ۵۰۰ و ۵۵۰ درجه قرارگرفته است؛ و ضخامت Ag در حالت دولایه و سه لایه ۸nm می‌باشد.

جدول۲. درصد عبور ، مقاومت سطحی و ضریب برتری با توجه به تغییر دمای زیرلایه سوم TCO/Metal/TCO

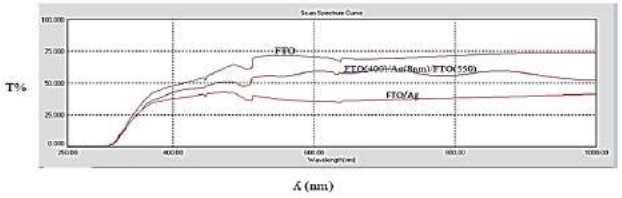
نمونه	TCO	TCO/Metal	TCO/Metal/TCO	T% درصد عبور	Rs مقاومت سطحی	F ضریب برتری	ΔV_1 ضخامت لایه	ΔV_2 ضخامت لایه
3.a	FTO			67.7	1510.35	$0.015^{*}10^{-3}$	20	
3.b		FTO/Ag		55.5	1342.11	$0.000023^{*}10^{-3}$	20	
3.c			FTO(400)/Ag(10nm)/FTO(500)	48	20.58	$0.031^{*}10^{-3}$	20	20
4.a	FTO			73	519.40	$0.082^{*}10^{-3}$	20	
4.b		FTO/Ag		41.8	555.29	$0.00029^{*}10^{-3}$	20	
4.c			FTO(400)/Ag(8nm)/FTO(500)	56.7	26.95	$0.12^{*}10^{-3}$	20	20

جدول ۲ نشان می‌دهد که ضریب برتری ساختار چندلایه‌ای FTO(400 $^{\circ}c$)/Ag(8nm)/FTO(550 $^{\circ}c$) در مقایسه با ساختار چندلایه‌ای FTO(400 $^{\circ}c$)/Ag(8nm)/FTO(500 $^{\circ}c$) بیشتر شده است.

شکل‌های ۳ و ۴، طیف عبور اپتیکی نمونه‌های جدول ۲ در حالت‌های تک لایه (TCO) و دولایه (TCO/Metal) و سه لایه (TCO/Metal/TCO) نشان می‌دهد. در این ترکیب، لایهTCO اول در دمای ۴۰۰ درجه و لایه TCO سوم در دمای ۵۰۰ و ۵۵۰ درجه و ضخامت لایه نقره در حالت دولایه و سه لایه ۸nm می‌باشد.



شکل ۳. طیف عبوری نمونه اول جدول ۲ با توجه به تغییر دمای TCO لایه سوم



شکل ۴. طیف عبوری نمونه دوم جدول ۲ با توجه به تغییر دمای TCO لایه سوم

۲-۳ پهنای گاف انرژی

ضریب جذب α از رابطه (۲) به دست می‌آید:

$$\alpha = lnT/d \qquad (۲)$$

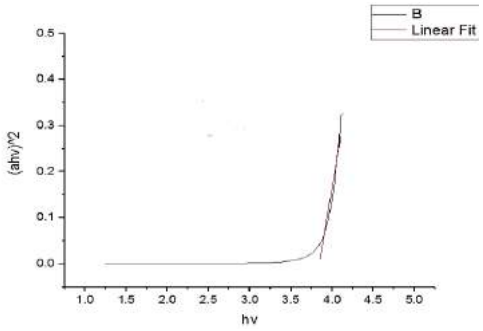
که d معرف ضخامت لایه و Tمعرف میزان عبور اپتیکی است. (در این رابطه بزرگی α در نظر گرفته می‌شود.) از

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

مقادیر ضریب جذب برای تعیین شکاف انرژی استفاده می-کنیم و گاف انرژی مستقیم است. (Eg) از رابطه (۳) به دست می‌آید:

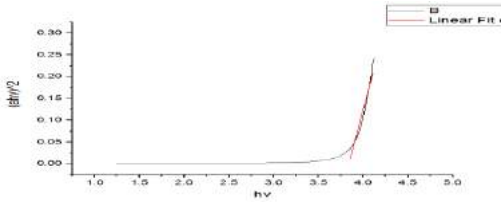
$$(\alpha h\nu)^2 = A(h\nu - Eg) \qquad (۳)$$

A ثابت است و $h\nu$ انرژی فوتون فرودی است. منحنی $(\alpha h\nu)^2$ برحسب $h\nu$ برای نمونه‌ها به‌منظور تعیین گاف انرژی در شکل‌های ۵ و۶ و ۷ ترسیم شده است.

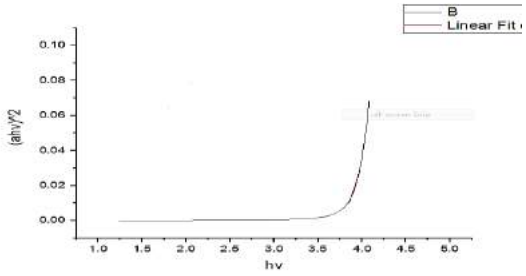


شکل ۵. منحنی $(\alpha h\nu)^2$ برحسب $h\nu$ مربوط به نمونه

. FTO(400 °C)



شکل ۶. منحنی $(\alpha h\nu)^2$ برحسب $h\nu$ مربوط به ساختار چندلایه‌ای FTO(400 °C)/Ag(8nm) در حالت دولایه.



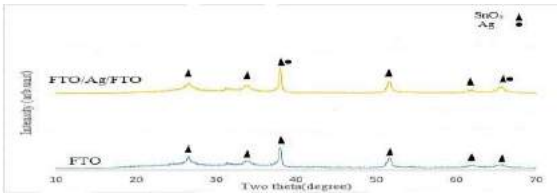
شکل ۷. منحنی $(\alpha h\nu)^2$ برحسب $h\nu$ مربوط به ساختارچندلایه‌ای

. FTO(400 °C)/Ag(8nm)/FTO(550 °C)

(Eg) شکاف انرژی به‌دست‌آمده از شکل شماره ۵ و ۷ برابر 4eV به‌دست‌آمده است. شکاف انرژی به‌دست‌آمده از شکل شماره ۶ برابر 3.82eV می‌باشد.

۳- بررسی ساختار بلوری نمونه‌های هادی شفاف تک‌لایه، سه لایه TCO/Metal/TCO:

شکل شماره ۸ الگوهای پراشی XRD ، مربوط به نمونه‌های تک-لایه FTO، سه‌لایه FTO/Metal/FTO رانشان می دهد.



شکل ۸. الگوهای پراشی XRD ، مربوط به نمونه‌های تک‌لایه FTO، سه‌لایه FTO/Metal/FTO

در نمونه تک‌لایه FTO، پیک‌های تیز و شاخص SnO2 با ساختار تتراگونال در موقعیت‌های ۲۶/۶، ۳۳/۸، ۳۷/۸، ۵۱/۷، ۶۱/۷، ۶۵/۷ درجه) هستند. با سه لایه کردن نمونه‌ها پیک‌های پهن و بلندتری ایجاد شد که نشان از بلورینگی مناسب‌تر آن‌هاست.

۴- نتیجه گیری

نتایج حاصل از این تحقیق نشان می‌دهد که با استفاده از پوشش-های مناسب چندلایه ای TCO/Metal/TCO و بهینه‌سازی پارامترهای لایه‌نشانی امکان بهبود ضریب برتری و بویژه مقاومت الکتریکی پوشش‌های هادی شفاف وجود دارد.

۵- مراجع

[1] H. Liu ,V. Avrutin ,N. Izyumskaya , "Transparent conducting oxides for electrode application sin light emitting and absorbing devices", Super- lattices Microstruct. Vol. 48, pp.458–484, 2010.
[2] Noh, S. I., Ahn, H. J., & Riu, D. H. "Photovoltaic property dependence of dye-sensitized solar cells on sheet resistance of FTO substrate deposited via spray pyrolysis". Ceramics International, Vol. 38, No. 5, pp. 3618-3619, 3735-3739, 2012.
[3] C. Guillén , J. Herrero, "TCO/metal/TCO structures for energy and flexible electronics", Thin Solid Films, Vol. 520, pp. 1–17, 2011.
[4]. Haacke, G., New figure of merit for transparent conductors. Journal of Applied Physics, Vol. 47, pp. 4086–4089, 1976.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

استفاده از موجبر پهن با پروفایل ضریب شکست با تغییرات تدریجی برای بهبود مشخصات الکترواپتیکی لیزر دیود

سید پیمان عباسی، حامد ورزکاری و محمد حسین مهدیه

دانشکده فیزیک دانشگاه علم و صنعت ایران، نارمک، تهران

چکیده – ضخامت لایه و پروفایل ضریب شکست موجبر لیزر نیم‌رسانا تعیین کننده مشخصات الکترواپتیکی در لیزرهای نیم‌رسانا است. در این مقاله نشان داده شده است که با بکارگیری موجبری با ضریب شکست با تغییرات تدریجی و افزایش ضخامت لایه‌ی موجبر به جای ساختار پله‌ای متداول می‌توان مشخصات الکترواپتیکی همچون واگرایی در محور تند و جریان آستانه را بدون کاهش بازدهی بهبود بخشید. همچنین با اضافه کردن مقدار ناخالصی مناسب در لایه موجبر بخش n ، بدون اضافه شدن موثر اتلاف حاملهای آزاد، می توان از کاهش مشخصه ضریب بازده توان به جریان جلوگیری کرد.

کلید واژه- ضریب شکست پله‌ای، ضریب شکست تدریجی، لیزر دیود، موجبر.

Laser Diode Electro-optics Characteristics Improvement by Graded Index Refractive Index Profile Broadened Waveguide

Seyed Peyman Abbasi, Hamed Varzkari, Mohammad Hossein Mahdieh

Physics Faculty Iranian University Science and Technology, Narmak, Tehran, Iran

Abstract- Thickness and refractive index of waveguide layer determine the electro-optic characteristics in semiconductor lasers. In this research the stepped refractive index profile was replaced by suitable broadened graded refractive index in waveguide layer. The results show such design can significantly improve the vertical divergence and threshold current for laser operating in constant efficiency. In order to preventing of slop efficiency decreasing in broadened waveguide, we proposed the optimum dopant in n-section of waveguide without extra effective free carrier loss.

Keywords: Diode Laser, Graded refractive Index, Stepped refractive Index, Waveguide.

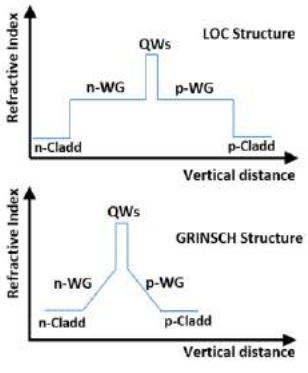
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

لیزرهای نیم‌رسانا دارای پرتوئی استیگمات با واگرایی بالا و کیفیت پایینتر نسبت به پرتو لیزرهای دیگر هستند. امروزه بهبود کیفیت پرتو در لیزرهای نیم‌رسانا به هدف تزویج به فیبر نوری باعث گسترش کاربرد مستقیم پرتو لیزردیودها شده است[۱]. بهبود کیفیت پرتو و کاهش واگرایی لیزرهای نیم‌رسانا اثرات منفی را در توان و مشخصات الکترواپتیکی همانند کاهش توان اپتیکی و افزایش جریان آستانه لیزرها ایجاد می‌کند که محققان را بر آن داشته تا این اثرات را کاهش دهند[۲].

امروزه در اکثر لیزرهای نیم‌رسانا، از ساختار کاواک اپتیکی بزرگ (LOC) یا ساختار موجبر با ضریب شکست تدریجی (GRINSCH) جهت طراحی لایه های موجبر استفاده می شود[۳].

در ساختار کاواک اپتیکی بزرگ از تغییرات ضریب شکست پله ای موجبر نسبت به غلاف استفاده می‌شود و ضخامت لایه موجبر بزرگتر از موجبرهای مرسوم است(شکل۱). با افزایش ضخامت لایه های محصورکننده ساختار لیزر، واگرایی عمودی میدان دور آن کاهش می یابد که با افزایش جزئی جریان آستانه و کاهش کم بازده همراه است. این ساختارها عملکرد توان بالای بسیار خوبی به همراه ویژگی های پرتو بهبود یافته در مقایسه با لیزرهای دارای موجبر با پهنای معمولی را نشان میدهند. [۳و۴].



شکل ۱: پروفایل ضریب شکست در دو ساختار با تغییرات پله‌ای (بالا) و تغییرات تدریجی (پایین) ضریب شکست در بخش موجبر. در شکل WG موجبر، Cladd غلاف و QW چاه کوانتمی است.

در ساختار موجبر با ضریب شکست تدریجی، تغییرات ضریب شکست موجبر، بصورت غیر پله‌ای (مثلاً خطی) از مقدار بیشینه‌ای به ضریب شکست غلاف می‌رسد که این مقدار بیشینه با توجه به چاه کوانتمی و مقدار محصور سازی تعیین می‌گردد(شکل۱). مبانی نظری نشان می‌دهد که برای ضخامت ناحیهٔ فعال برابر، جریان آستانه در چنین ساختاری از مقدار مورد انتظار در لیزرهای مرسوم (یعنی از نوعی که در آن گاف‌نوار با رفتار پله‌ای است) می‌تواند کمتر باشد که برای آن تاکنون دو دلیل مطرح است. اول اینکه شدت میدان الکتریکی القایی همواره با گرادیان گاف‌نوار متناسب است. این شرایط بشدت بازدهی را افزایش می‌دهد زیرا که چاه پتانسیل نازک (ناحیهٔ فعال) حامل‌ها را تسخیر می‌کند. ثانیاً موجبر با نمایهٔ ضریب‌شکست خمیده موج‌های الکترومغناطیسی را مؤثرتر هدایت می‌کند. [۵و۳].

مقدار گاف انرژی و تغییرات ضریب شکست $Al_xGa_{1-x}As$ بر حسب مقدار مولار آلومینیوم برای مقادیر کمتر از ۰/۵ برابر است با[۳]:

$$E_g = 1.42 + 1.23x + 0.2x^2 (\text{eV}) \quad (۱)$$

$$n = 3.73 - 0.8x \quad (۲)$$

لذا با انتخاب مقادیر مختلف آلومینیوم در $Al_xGa_{1-x}As$ می‌توان لایه های غلاف و موجبر را در لیزر نیم رسانا ایجاد نمود. در اکثر لیزرهای نیم‌رسانا این تغییر - پله‌ای و یا بصورت تدریجی ایجاد می گردد تا به ترتیب ساختارهای موجبر با ضریب شکست پله‌ای و موجبر با ضریب شکست تدریجی ایجاد گردد. در تحقیق حاضر ساختارهای مختلفی از موجبر با ضریب شکست تدریجی به جای ساختار مرسوم پله‌ای با ساختار ذکر شده در جدول ۱ جایگزین شده است که در برخی از آنها مشخصات الکترواپتیکی بهبود قابل توجهی یافته اما مشخصه واگرایی محور تند افزایش یافته است. لذا با تغییر در پروفایل ناخالصی بخش n موجبر، ساختاری که در تمامی پارامترها نسبت به ساختار پله‌ای (با پهنای موجبر ۱ میکرون) عملکرد بهتری دارد بعنوان ساختار بهینه معرفی می‌شود.

۲- ساختار لیزر

شبیه سازی با نرم افزار RSoft انجام گرفته است[۷]. لیزر در نظر گرفته شده با ابعاد هندسی: طول کاواک ۱۰۰۰ میکرون، عرض تراشه ۵۰۰ میکرون، ضخامت تراشه ۱۲۰ میکرون و عرض نوار تزریق جریان ۱۰۰ میکرون، جهت خروجی طول

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

موجی ۸۰۸ نانومتر با طراحی لایه های رشد داده شده مطابق جدول ۱ است. ابعاد موجبر این لیزر همانند لیزرهای مرسوم، برابر ۱ میکرون است.

جدول ۱: لایه‌های رشد داده شده لیزر نیم‌رسانا با موجبر پله‌ای

Cap layer: p-GaAs	100nm
p-cladding layer: p-$Al_{0.5}Ga_{0.5}As$	1000nm
p-waveguide: p-$Al_{0.4}Ga_{0.6}As$	500nm
Active layer QW: $Al_{0.07}Ga_{0.93}As$	10nm
n-waveguide: n-$Al_{0.4}Ga_{0.6}As$	500nm
n-cladding layer: n-$Al_{0.5}Ga_{0.5}As$	1000nm
Substrate: GaAs	

۲-۱ بکارگیری ساختار ضریب شکست تدریجی

در مقابل ساختارهای پله‌ای متداول می توان از ساختارهایی با تغییرات ضریب شکست تدریجی استفاده نمود. در چنین ساختاری با تغییر مقدار آلومینیوم از ۰/۳ تا ۰/۵ در ضخامتهای مختلف موجبر از ۱ تا ۳ میکرون استفاده شد. در هر شبیه سازی پارامترهای جریان آستانه، ضریب محصور سازی اپتیکی، جریان لازم برای دستیابی به توان ۲۰۰۰ میلی وات، واگرایی در محور تند، بازدهی، مقاومت سری و ضریب بازده توان به جریان اندازه گیری شد که نتایج آن برای ساختار پله‌ای و شش ساختار تدریجی در جدول شماره ۲ خلاصه شده است. همانگونه که از جدول ۲ پیداست با افزایش پهنای موجبر در ساختار تدریجی، ضریب محصور سازی کاهش می‌یابد که مورد انتظار است اما حتی در ساختاری با پهنای سه برابر پهنای موجبر پله‌ای این مقدار بیشتر است و می‌توان از پهن شدن میدان نزدیک پرتو بدون نگرانی از کاهش ضریب محصورسازی و افزایش جریان آستانه در راستای کاهش واگرایی بهره برد. از طرفی در ضخامتهای بالای موجبر، رسیدن به توان حدود ۲۰۰۰ میلی وات در جریان‌های بالاتری امکانپذیر می‌شود که تا حدود ۱۰ درصد بیش از مقدار جریان برای ساختار پله‌ای متداول است. لذا با توجه به تمامی پارامترهای نشان داده شده ساختار شماره ۵ با پهنای موجبر ۲/۵ میکرون در تمامی پارامترها از ساختار پله‌ای بجز ضریب افزایش توان به جریان دارای عملکرد بهتری است. در ساختار مذکور جریان آستانه و واگرایی محور تند به ترتیب ۱۲ و ۷ درصد نسبت به ساختار پله‌ای کاهش یافته است. همانگونه که در جدول ۲ مشاهده می‌شود ضریب افزایش توان به جریان در ساختار پله‌ای نسبت به ساختار بهینه انتخابی عدد بهتری را نشان می‌دهد که این هم بدلیل ولتاژ بالا (بدلیل پهنای موجبر) حادث شده است. برای کاهش اثرات منفی و افزایش ضریب افزایش توان به جریان در ساختار موجبر با ضریب شکست تدریجی پیشنهاد شده، از اضافه کردن دوپانت به موجبر استفاده می‌شود.

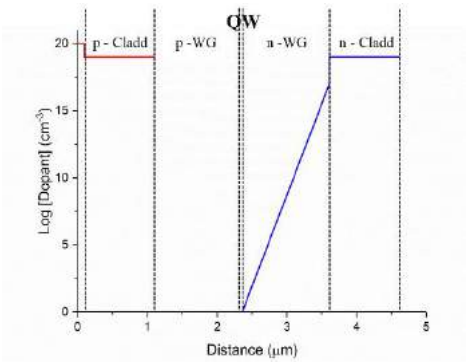
۲-۲ بکارگیری دوپانت در موجبر

حضور حاملها در موجبرهای پهن باعث کاهش مقاومت و افزایش ضریب افزایش توان به جریان شده، از طرفی باعث افزایش اتلاف حاملها نیز می‌شود[۸]. تعادل بین این دو موضوع نیازمند بکارگیری مقدار بهینه‌ای از دوپانت است. مقدار اتلاف در موجبر به مقدار غلظت الکترون و حفره آزاد، سطح مقطع جذب الکترون و سطح مقطع جذب حفره در موجبر، بستگی دارد[۸]. بدلیل بزرگتر بودن اتلاف حفره از اتلاف الکترون تنها از دوپانت دهنده در بخش n موجبر به مقدار متغیر از صفر تا 1e+17 cm-3 استفاده شد. در شکل۲ لگاریتم پروفایل دوپانت ماده نشان داده شده است.

جدول ۲: مشخصات لیزر با موجبر با ضریب شکست پله ای و با ضریب شکست تدریجی با عرض موجبر مختلف

	STEP structure	**GRINSCH Structure**					
Parameter	**Struc1**	**Struc2**	**Struc3**	**Struc4**	**Struc5**	**Struc6**	**Struc7**
WG Thickness	1	1	2	2.3	2.5	2.7	3
WG Al-Content	0.4	0.3-0.5 (linear)					
Threshold Current (mA)	569	390	439	486	499	508	523
Confinement Factor (%)	1.6	2.38	2.04	1.81	1.77	1.74	1.69
Operation Current (mA) for 2000mW	2385	2015	2205	2305	2365	2430	2525
Divergence (FWHM) Deg.	41.5°	48.9	42.4	39.7	38.6	37.6	36.3
Efficiency (%) in 2000mW	49	60	53	51	49	48	46
Series Resistance(mW)	23.8	23.4	23.9	23.6	23.4	23.3	23.0
Slope Efficiency(W/A)	1.09	1.23	1.04	1.02	0.95	0.91	0.86

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد



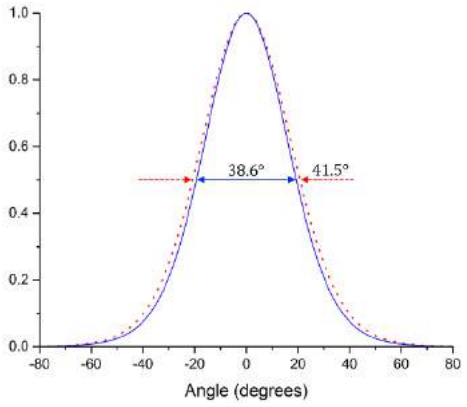
شکل۲: تغییرات لگاریتمی پروفایل عرضی دوپانت در لایه‌های لیزر دیود (خط آبی دوپانت دهنده و خط قرمز دوپانت پذیرنده است)

۳- نتایج

نتایج شبیه سازی ساختار دارای دوپانت در بخش موجبر (ساختار شماره ۸) در جدول ۳ با ساختار بدون دوپانت و ساختار پله‌ای مقایسه شده است.

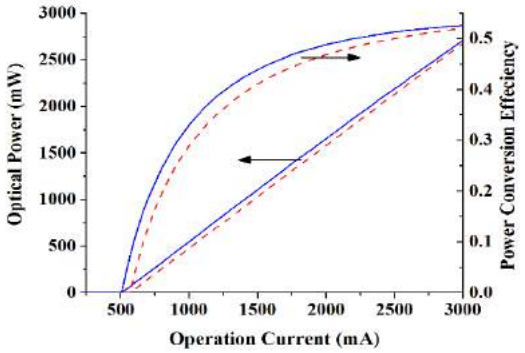
جدول ۳: نتایج مربوط به ساختار با موجبر تدریجی دارای دوپانت در مقابل ساختار با موجبر تدریجی بدون دوپانت و ساختار موجبر پله‌ای

	STEP	GRINSCH	
Parameter	Struc1	Struc5	Struc8
WG Dopant Type	---	---	Donor
WG Dopant	---	---	0-1e+17
WG Thickness	1	2.5	2.5
WG Al-Content	0.4	0.3-0.5 (Linear)	
Threshold Current (mA)	569	499	507
Confinement Factor (%)	1.6	1.77	1.77
Operation Current (mA) for 2000mW	2385	2365	2325
Divergence (FWHM)	41.5°	38.6°	38.6°
Efficiency (2W)	49%	49%	51%
Series Resistance(mΩ)	23.8	23.4	20.9
Slope Efficiency(W/A)	1.09	0.95	1.04



شکل۳: زاویه واگرایی محور تند پرتو در ساختارهای با ضریب شکست تدریجی با دوپانت (خط ممتد آبی رنگ) و لیزر پله‌ای (نقاط قرمز رنگ)

همانگونه که مشاهده می‌شود ضریب افزایش توان به جریان در ساختار موجبر با ضریب شکست تدریجی با دوپانت بهبود قابل توجهی یافته است. همچنین بازده نیز افزایش یافته است. شکل۳ نشان دهنده تغییرات شدت میدان دور (زاویه واگرایی محور تند) در دو ساختار با تغییرات تدریجی دارای ناخالصی و تغییرات پله ای است. در شکل ۴ مشخصه جریان-توان و جریان-بازده نیز نشان داده شده است.



شکل ۴: مشخصات الکترواپتیکی لیزر شبیه سازی با ساختار موجبر با ضریب شکست تدریجی با دوپانت (خطوط ممتد آبی رنگ) و لیزر پله‌ای (خطوط منقطع قرمز رنگ)

۴- نتیجه گیری

در این تحقیق چاه کوانتمی $Al_{0.07}Ga_{0.93}As$ با عرض ۱۰nm برای گسیل پرتو ۸۰۸ نانومتر از لیزر نیم‌رسانا با موجبر پهن بهینه شد و نشان داده شد که ساختار GRINSCH با پهنای ۲/۵ میکرون و دوپانت متغیر از صفر تا 1e+17 برای بخش n موجبر دارای بهینه ترین عملکرد نسبت به ساختار پله‌ای متداول است. در این لیزر می‌توان با توجه به محدودیت آستانه تخریب ماده AlGaAs، توان ۲۴۵۰ mW را بدست آورد.

مراجع

[1] R. Deihl, *High Power Diode Lasers, Fundamentals, Technology, Applications,* 1th ed, Springer-Verlag Press, 2001.
[2] A. Malag, E. Dabrowska, M. Teodorczyk, G. Sobczak, A. Kozlowska and J. Kalbarczyk, "Asymmetric Heterostructure with Reduced Distance from Active Region to Heatsink for 810-nm Range High-Power Laser Diodes", IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 48, No.4, pp. 465-471, 2012.
[3] B. Mroziewicz, M. Bugajski and W. Nakwaski, *Physics of Semiconductor Lasers*, North Holland Publication 1991.
[4] A. Pietrzak, P. Crump, "Combination of Low-Index Quantum Barrier and Super Large Optical Cavity Designs for Ultranarrow Vertical Far-Fields from High-Power Broad-Area Laser", IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, Vol. 17, NO. 6, 2011.
[5] S. R. Chinn, P. S. Zory, A. R. Reissnger, "A Model for GRIN-SCH-SQW Diode Lasers", IEEE Journal of Quantum Electronics. Vol. 21 NO. 2, 1988.
[6] S. Adachi, *Handbook on Physical Properties of Semiconductors*, Kluwer Academic Publishers, Vol. 2, 2004.
[7] Synopsys, Inc., Optical Solutions Group, [RSoft LaserMOD v2013.12 User Guide], optics.synopsys.com, 2013.
[8] Z. wang, T. Li, G. Yang, Y. Song, "High Power High efficiency continuous-wave 808nm laser diode arrays", optics and laser technology Vol.97 pp.297-301, 2017.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

بررسی تاثیر جنس هدف برطیف هارمونیکهای تولید شده در برهمکنش لیزر و پلاسما

سید سعید هاشمی ابرندآبادی ؛ مسلم روستایی ؛ رسول صدیقی بنابی

دانشکده فیزیک دانشگاه صنعتی شریف ، خیابان آزادی ، تهران

چکیده - در اثر برهمکنش لیزرهای فمتوثانیه توان بالا با پلاسما، هارمونیکهای بالا تشکیل می‌شود. در این پژوهش با استفاده از شبیه‌سازی ذره در جعبه با تغییر جنس پلاسما، تغییر در تشکیل هارمونیکها بررسی کرده و طیف بهینه را تعیین می‌گردد. عددهای اتمی کوچکتر، طیف هارمونیکهای بالاتری را تولید می‌نمایند. با توجه به کلید توصیف تولید هارمونیکهای بالا که به شیفت دوپلری در نور بازتاب به علت نوسانات سطح پلاسما بازمی‌گردد، دامنه نوسانات سطح پلاسما به صورت تئوری محاسبه می‌گردد و نشان داده می‌شود که دامنه نوسانات سطح برای هسته‌های با عدد اتمی کوچکتر بیشینه است. در ادامه با شبیه‌سازی ذره در جعبه دامنه نوسانات سطح پلاسما به ازای پلاسماهای با جنس هسته مختلف بررسی گردیده، مشاهده می‌شود که دامنه نوسانات سطح به دست آمده از طریق تئوری با شبیه‌سازی تطابق مناسبی دارد.

کلید واژه- شبیه سازی ذره در جعبه، لیزر فمتوثانیه، نوسانات سطح پلاسما، هارمونیکهای بالا

effect of target material on harmonic generation in laser-plasma interaction

Seyed Saeed Hashemi, Moslem Roustaei, and Rasol Sadighi

Department of Physics ,Sharif University of Thechnology, Tehran

Abstract- High harmonics can be generated thanks to the interaction high power femtosecond laser and plasmas. In this research, by particle in cell (PIC) simulation of the plasma density, the variation in the generated harmonics is investigated and as a result the optimum spectrum of the harmonics is achieved. The lower atomic number can be produced the higher harmonics. Based on the primary explanation of the high harmonic generations known as Doppler shift effect in reflection of the electromagnetic wave from the surface of the plasma oscillation, the amplitude of the plasma surface is theoretically derived, and it is shown that the amplitude is maximum for lower nuclei number of atoms. Finally the PIC simulation is applied for the different atomic number of the nuclei and it shown that the surface amplitude oscillation is in good agreement with the simulations.

Keywords: Particle in cell simulation, Femtosecond laser, Surface plasma oscillations, High harmonic generation

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

با ساخت لیزرهای توان بالای فمتوثانیه در سالهای اخیر، کاربردهای مدرن برهمکنش لیزر توان بالا با پلاسما شامل گداخت هسته‌ای، شتابدهنده‌های لیزر-پلاسمایی، تولید نانوذرات و تولید پالسهای آتوثانیه و تولید هارمونیکهای بالا مورد توجه قرار گرفته‌اند[1].

در اثر برخورد لیزر با هدف پلاسمایی، رابطه پاشندگی به صورت زیر می‌باشد:

$$\omega_L^2 = k^2c^2 + \omega_p^2 \quad (1)$$

به طوریکه ω_p فرکانس پلاسما می‌باشد.

به ازای فرکانس لیزر کمتر از فرکانس پلاسما، لیزر توانایی انتشار درون پلاسما را ندارد. در صورتی که چگالی پلاسما، از چگالی بحرانی بیشتر باشد لیزر توانایی نفوذ در پلاسما را ندارد و از سطح پلاسما کاملا بازتاب می‌شود که به این پلاسما، پلاسمای فوق‌چگال می‌گویند. چگالی بحرانی از رابطه زیر به دست می‌آید[2]:

$$n_c = \frac{\varepsilon_0 m_e^2 \omega_L^2}{e^2} \quad (2)$$

در شدتهای بیشتر از $10^{16}W/cm^2$ نور بازتابی، شامل هارمونیکهای نور تابش می‌باشد. در شدتهای بیشتر از $10^{18}W/cm^2$ اثرات نسبیتی نیز اهمیت می‌یابد. دامنه بدون بعد لیزر به صورت زیر تعریف می شود:

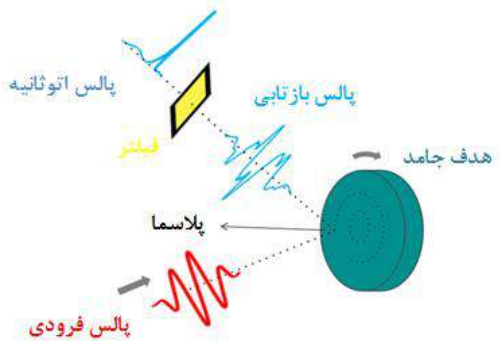
$$a_L = \frac{eE_0}{m_e c \omega_L} \quad (3)$$

از طرفی داریم:

$$\lambda_L^2 I = 1.37 \times 10^{18} a_L^2 (w.cm^{-2}.\mu m^2) \quad (4)$$

به ازای $a_L > 1$ اثرات نسبیتی اهمیت دارند.

هارمونیکهای بالا ناشی از برهمکنش لیزر با پلاسما در سال 1980 دیده شد. با استفاده از لیزر CO_2 که طول موج آن $10\mu m$ می‌باشد هارمونیک 46 ام به دست آمد [3-4]. در سال 1995 هارمونیک 15 لیزر تیتانیوم سفایر که طول موج معادل $55.3nm$ می‌باشد، به دست آمد. لیزر فرودی با انرژی 30mj و پهنای پالس 130fs و شدت روی هدف برابر $10^{17}W/cm^2$ بود. بازده تبدیل به هارمونیک دهم برابر 2×10^{-8} و به هارمونیک پانزدهم برابر با 10^{-9} بود [5]. در سال 1996 هارمونیک 75 لیزر با طول موج 1053nm متناظر با طول موج 14nm با دوام پالس لیزر فرودی 2.5ps و شدت بر روی هدف برابر با $10^{19}W/cm^2$ بدست آمد [6]. در سال 2006 با استفاده از لیزر با طول موج 1054nm هارمونیک 850 متناظر با 1.2nm با ضریب تبدیل 10^{-6} به دست آمد [7]. یک طرحواره برهمکنش لیزر با پلاسما در شکل ۱ آورده شده است.



شکل ۱ طرحواره برهمکنش لیزر با پلاسما و تولید هارمونیکهای بالا و تولید پالس آتوثانیه

سطح پلاسما در اثر برخورد لیزر پرشدت شروع به نوسان کرده و یونها در زمانهای کوتاه تقریبا به‌صورت ساکن باقی می‌مانند. ابتدا میدان الکتریکی و سپس میدان مغناطیسی لیزر الکترون ها را در جهت عمود بر سطح شتاب می‌دهد. فشار تابشی ناشی از لیزر و نیروی بازگرداننده کولنی ناشی از یونهای ساکن موجب نوسان سطح پلاسما و در نتیجه تولید هارمونیکهای بالا می شود.

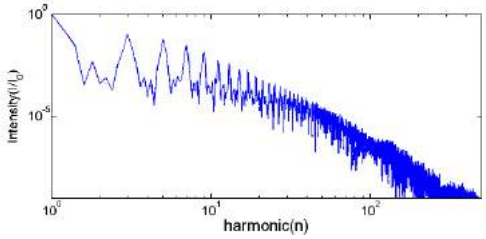
در ادامه به بررسی عوامل موثر در تولید طیف هارمونیکهای بالا با استفاده از شبیه سازی ذره در جعبه (PIC) پرداخته می شود [8]. با استفاده از چگالی بار و جریان و معادلات ماکسول، میدانهای الکتریکی و مغناطیسی محاسبه شده و از روی میدانها، دینامیک ذرات بدست می آید. کد مورد استفاده در این مقاله کد یک بعدی LPIC++ بوده، به طوری که تصحیحات نسبیتی در آن منظور شده است.

۲- بهینه‌سازی طیف با تغییر نوع پلاسما

اولین نکته‌ای که در طیف هارمونیکها می‌تواند تاثیرگذار باشد، نوع ماده تشکیل دهنده هدف می‌باشد. جهت بررسی تاثیر نوع ماده، به ترتیب با تغییر عدد اتمی هسته‌های تشکیل دهنده پلاسما شبیه‌سازی می شود.

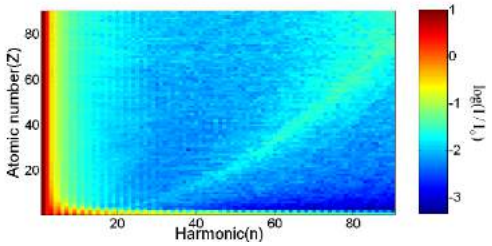
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

پالس فرودی از لیزر تیتانیوم-سفایر در طول موج مرکزی $\lambda_L = 800nm$ با شدت $I \sim 1.92 \times 10^{21} w.cm^{-2}$ با پهنای زمانی 12fs و قطبش p به پلاسمای فوق چگال، با چگالی اولیه $n_e = 100n_c$، چگالی بحرانی در سطح پلاسما $n_c = 1.7 \times 10^{21} cm^{-3}$، برخورد می‌کند. طیف پالس بازتابی از سطح پلاسمای هیدروژن در شکل2 نشان داده شده است.



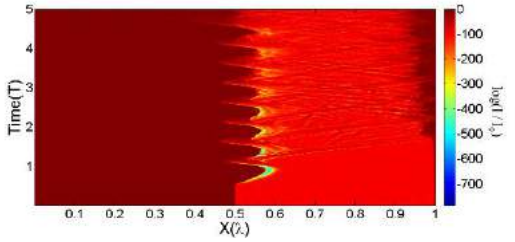
شکل ۲ شدت هارمونیکهای تولید شده (دامنه بدون بعد) در اثر برهمکنش لیزر در تابش عمود با پلاسمای فوق چگال

در اینجا با تغییر عدد اتمی هدف جامد (z) جنس پلاسما تشکیل شده را تغییر داده و نتایج شبیه سازی حاصل از آن در شکل شماره 3 نشان داده شده است. همانطور که در شکل فوق مشاهده می‌شود، شدت هارمونیک های تولید شده برای عدد اتمی کوچکتر بهتر می‌باشد به طوری که شدت هارمونیک 30ام برای پلاسما با z=1، حدود 700 برابر شدت هارمونیک 30ام تولید شده برای پلاسما با z=5 می‌باشد (طول موج هارمونیک ۳۰ام تقریبا برابر با 27nm است).



شکل ۳ شدت هارمونیکهای تولید شده به ازای عددهای اتمی مختلف. توجه کنید که لگاریتم شدت با رنگهای مختلف نشان داده شده است.

این بدان معناست که پلاسمای با عدد اتمی کوچکتر، بهترین نتیجه در تولید هارمونیکهای بالا را دارا می‌باشد. در شکل شماره 4 وضعیت نوسانات سطح برای پلاسمای هیدروژن رسم شده است. در مدل آینه نوسانی، که تولید هارمونیکهای بالا را توجیه می‌کند، سطح پلاسما با سرعت نسبیتی در حال نوسان است. این نوسان باعث ایجاد شیفت دوپلری در نور بازتابی گردیده به طوری که تولید هارمونیک های بالا در طیف بازتابی مشاهده می شود. همچنین انتظار می رود هرچقدر بار مثبت هسته بیشتر باشد، نیروی بازگرداننده کولنی افزایش یابد که این امر موجب کاهش دامنه نوسانات سطح پلاسما می گردد. کاهش دامنه نوسانات سطح باعث کاهش سرعت نوسان شده و در نتیجه اثرات دوپلری کاهش می‌یابد. پس انتظار داریم که دامنه نوسانات سطح برای پلاسمای هسته هیدروژن باکمترین z، بیشترین مقدار باشد و در نتیجه هارمونیک های بالاتری را تولید نماید. در شکل شماره 5 دامنه نوسانات سطح را بر حسب عدد اتمی رسم شده است و همانطورکه انتظار می رفت، دامنه نوسانات سطح برای عدد اتمی کوچکتر، بیشتر می‌باشد.



شکل ۴ وضعیت نوسانات سطح پلاسما در برهمکنش لیزر با پلاسما (λ طول موج و T دوره تناوب لیزر می‌باشند)

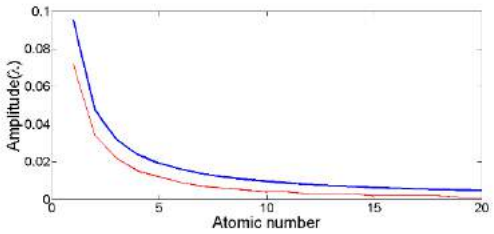
به صورت نظری نیز می‌توان دامنه نوسانات سطح را محاسبه و اظهارات فوق ذکر را ثابت نمود. دامنه نوسانات سطح برای پلاسما با چگالی نمایی به دست آمده‌است[9]. در این اینجا شبیه‌سازی برای پلاسما با چگالی ثابت انجام شده است. با انجام محاسبات برای پلاسما با چگالی ثابت، می‌توان رابطه دامنه نوسانات سطح را به صورت زیر بدست آورد:

$$\frac{\lambda}{Z}\frac{cn}{en}\frac{La}{\pi} = {}_{e}x \qquad (5)$$

به طوری که x_e دامنه نوسانات سطح است و n_e چگالی الکترونهاست.

در شکل شماره 5 دامنه نوسانات به دست آمده از طریق شبیه‌سازی را با تئوری فوق مقایسه نموده و انچنان که مشاهده می‌شود انطباق خوبی با یکدیگر دارند.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد



شکل ۵ دامنه نوسانات سطح بر حسب عدد اتمی(رنگ آبی نتیجه فرمول به دست آمده و رنگ قرمز نتیجه شبیه‌سازی می‌باشد)

۳- نتیجه‌گیری

در این مقاله به بررسی تاثیر جنس هدف جامد بر طیف هارمونیک های ایجاد شده در برهمکنش لیزر فمتوثانیه با پلاسما، به صورت شبیه سازی و تئوری انجام گرفته است. با افزایش عدد اتمی نیروی کولنی ناشی از هسته افزایش یافته به طوری که موجب کاهش دامنه نوسانات سطح پلاسما می گردد. نتایج شبیه سازی های انجام شده تطابق خوبی با مدل آینه نسبیتی داشته به طوری که برای هدف های با عدد اتمی کوچک، بیشترین بازدهی را شاهد هستیم.

مراجع

[1] Eliezer, Shalom. and Kunioki Mima, *Applications of Laser-Plasma Interactions*. CRC Press, 2008
[2] Eliezer, Shalom. *The interaction of high-power lasers with plasmas*. CRC press, ۲۰۰۲
[3] R. L. Carman, D. W. Forslund, and J. M. Kindel, *Visible harmonic emission as a way of measuring profile steepening*, Phys. Rev. Lett, 1981
[4] R. L. Carman, C. K. Rhodes, and R. F. Benjamin, *Observation of harmonics in the visible and ultraviolet created in CO2-laser-produced plasmas*, Phys. Rev. A, 1981
[5] D. von der Linde, T. Engers, G. Jenke, P. Agostini, G. Grillon, E. Nibbering, A. Mysyrowics, and A. Antonetti, *Generation of high-order harmonics from solid surfaces by intense femtosecond laser pulses*, Phys. Rev. 1995
[6] P. A. Norreys, M. Zepf, S. Moustaizis, A. P. Fews, J. Zhang, P. Lee, M. Bakarezos, C. N. Danson, A. Dyson, P. Gibbon, P. Loukakos, D. Neely, F. N. Walsh, J. S. Wark, and A. E. Dangor, *Efficient extreme UV harmonics generated from picosecond laser pulse interactions with solid targets*, Phys. Rev. Lett., 1995
[7] B. Dromey, M. Zepf, A. Gopal, K. Lancaster, M. S. Wei, K. Krushelnick, M. Tatarakis, N. Vakakis, S. Moustaizis, R. Kodama, M. Tampo, C. Stoeckl, R. Clarke, H. Habara, D. Neely, S. Karsch, and P. Norreys, *High harmonic generation in the relativistic limit*, Nat. Phys., 2006
[8] R. Lichters, J. Meyer-ter-Vehn, and A. Pukhov, *Short-pulse laser harmonics from oscillating plasma surfaces driven at relativistic intensity*, Phys. Plasmas. 1996
[9] Vincenti, H., *Optical properties of relativistic plasma mirrors*, Nature communications, 2014

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

بررسی اثر پوشش دهی چندلایه آینه ژیروسکوپ لیزری حلقوی بر افزایش حساسیت دستگاه

مریم سلطانی، علیرضا کشاورز، غلامرضا هنرآسا

دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شیراز، شیراز

چکیده – در این مقاله ضمن معرفی ژیروسکوپ لیزری حلقوی و نحوه عملکرد آن، تاثیر پوشش دهی یکی از آینه های دستگاه بر روی طرح تداخلی و حساسیت دستگاه با استفاده از روش ماتریس انتشار بررسی و شبیه سازی شده است. در این دستگاه افزایش اختلاف فاز بین دو پرتو مختلف جهت باعث افزایش حساسیت دستگاه می شود. نتایج نشان می دهد که با استفاده از پوشش چندلایه با توان بازتاب بالا بر روی یکی از آینه های دستگاه می توان علاوه بر افزایش دقت دستگاه، اختلاف فاز بین دو پرتو منتشر شده و در نتیجه حساسیت دستگاه را افزایش داد.

کلید واژه- پوشش دهی آینه، حساسیت افزایش یافته، روش ماتریس انتشار، ژیروسکوپ لیزری حلقوی

Sensitivity enhancement of ring laser gyroscope using multilayer coatings on mirror

Maryam Soltani, Alireza Keshavarz, Gholamreza Honarasa

Department Of Physics, Shiraz University Of Technology, Shiraz

Abstract- In this paper, ring laser gyroscope and its performance are introduced. Also, the effect of mirror coatings on the interference pattern and sensitivity of the device are investigated and simulated by using propagation matrix method. In this device, increasing the phase difference between two counter-propagating beams leads to sensitivity enhancement of the device. The results show that by using multilayer coatings with high reflection power on one of the mirrors, in addition to increasing the accuracy of the device, the phase difference between the two beams and thus the sensitivity of the device can be increased.

Keywords: mirror coating, sensitivity enhancement factor, propagation matrix method, ring laser gyroscope

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

ژیروسکوپ لیزری حلقوی وسیله ای است که برای اندازه گیری چرخش زاویه ای وسایل نقلیه استفاده می شود و کاربرد گسترده ای در صنایعی شامل هواپیماسازی، موشک، فضاپیماها، خودروسازی، پزشکی و غیره دارد[۱]. در ژیروسکوپ های لیزری دو پرتو در دو جهت مخالف در درون یک مسیر بسته دایروی حرکت می کنند. با اعمال چرخش به سیستم و اثر ساینک[۱] اختلاف فازی بین دو پرتو منتشر شده ایجاد می شود. به علت اثر قفل شدگی مد که پدیده ای اساسی در محدود کردن حساسیت دستگاه است هر چه اختلاف فاز بین دو پرتو بیشتر باشد دستگاه از محدوده قفل شدگی خارج می شود و در نتیجه حساسیت دستگاه افزایش می یابد[۲]. در این مقاله به بررسی و شبیه سازی تاثیر پوشش دهی چندلایه یکی از آینه های ژیروسکوپ لیزری بر روی اختلاف فاز بین دو پرتو منتشر شده و حساسیت دستگاه با استفاده از روش ماتریس انتشار پرداخته شده است.

۲- مبانی نظری

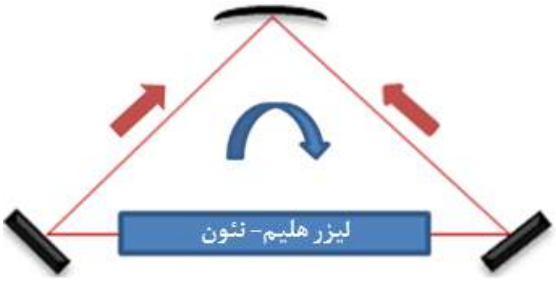
۲-۱- ژیروسکوپ لیزری حلقوی

ژیروسکوپ لیزری حلقوی شامل یک مشدد حلقوی است که در اثر چرخش صفحه شامل این دستگاه حول محور عمود بر دستگاه دوران می یابد. در این مقاله آرایش مثلثی، مطابق شکل ۱، مد نظر قرار گرفته شده است. اساس کار ژیروسکوپ بر پایه اثر ساینک است. به طور خلاصه اگر دو پرتو در دو جهت مخالف در مشدد حلقوی حرکت کنند و یک دوران به این مشدد اعمال شود، مشاهده می شود که پرتویی که در جهت چرخش حرکت می کند نسبت به پرتوی دیگر، مسیر را در زمان بیشتری طی می کند و باعث ایجاد یک اختلاف فرکانس و درنتیجه جابه جایی فاز بین دو پرتو می شود [۳]. اگر A مساحت محصور شده توسط مشدد، L راه نوری مشدد در یک دور کامل، Ω سرعت زاویه ای چرخش، λ طول موج لیزر هلیم نئون ($\lambda = 632.8$ nm) و c سرعت نور در خلا باشد اختلاف فرکانس و جابه جایی فاز ایجاد شده از روابط زیر محاسبه می شوند[۴]:

$$\Delta\vartheta = \frac{4A\Omega}{\lambda L} \qquad (۱)$$

$$\Delta\phi = \frac{2\pi\Delta\vartheta}{c}L = \frac{8\pi A\Omega}{c\lambda} \qquad (۲)$$

یکی از عواملی که کارکرد ژیروسکوپ لیزری حلقوی را محدود می کند اثر قفل شدگی مد است که در نرخ چرخش های کوچک اتفاق می افتد و باعث از بین رفتن اختلاف فرکانس بین دو پرتو می شود. درنتیجه آشکارسازی طرح تداخلی و اندازه گیری نرخ چرخش در خروجی دستگاه امکان پذیر نخواهد بود. برای جلوگیری از ایجاد این اثر باید به دنبال راهی باشیم تا اختلاف فاز ایجاد شده بین دو پرتو بیشتر شود تا دستگاه از محدوده قفل شدگی مد خارج شود. در خروجی دستگاه، اختلاف فاز اضافه شده به سیستم از اختلاف فاز اندازه گیری شده کسر می شود و نرخ چرخش واقعی محاسبه می شود[۵ و۶].



شکل ۱: طرح نمادین یک ژیروسکوپ لیزری حلقوی

۲-۲- اثر پوشش دهی آینه های ژیروسکوپ لیزری حلقوی

در ژیروسکوپ های لیزری به منظور افزایش دقت دستگاه از آینه هایی با بیشترین بازتاب در طرفین کاواک لیزری استفاده می شود. به همین دلیل می توان از پوشش هایی بر روی این آینه ها استفاده کرد که علاوه بر افزایش توان بازتاب آینه منجر به افزایش اختلاف فاز بین دو پرتو در طول موج مورد نظر شود. اگر پوششی بر روی یکی از آینه ها قرار گیرد روابط (۱) و (۲) به صورت زیر تغییر می کنند[۷]:

$$\Delta\vartheta = \frac{4A\Omega}{\lambda L}\cdot\frac{1}{(1+(\frac{d\varphi}{d\omega})\Big/(\frac{L}{c}))} \qquad (۳)$$

$$\Delta\phi = \frac{8\pi A\Omega}{c\lambda}\cdot\frac{1}{(1+(\frac{d\varphi}{d\omega})\Big/(\frac{L}{c}))} \qquad (۴)$$

که در رابطه فوق φ جابه جایی فاز ناشی از پوشش و ω فرکانس زاویه ای است. بنابراین عامل حساسیت

[۱] Sagnac effect

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

افزایش یافته به صورت زیر می باشد:

$$S_{enh} = \frac{1}{(1+(\frac{d\varphi}{d\omega})/(\frac{L}{c}))} \quad (۵)$$

در این مقاله یک ساختار چند لایه ربع طول موجی به صورت زیر به منظور پوشش دهی بر روی یکی از آینه ها درنظر گرفته شده است[۷]:

$$\text{هوا} / (HL)^{25} H 2L (HL)^{14} / \text{زیرلایه} \quad (۶)$$

که H و L به ترتیب لایه های ربع طول موجی با ضریب شکست زیاد و کم هستند. در اینجا لایه با ضریب شکست زیاد را Ta_2O_5 (n=۲,۱۲۵) و لایه با ضریب شکست کم را SiO_2 (n=۱,۴۶) درنظر گرفته شده است[۷] و با استفاده از روش ماتریس انتشار جابه جایی فاز ناشی از این ساختار محاسبه شده است.

۳-۲- روش ماتریس انتشار

در یک محیط متناوب، لایه ای با ضریب شکست n_l و ارتفاع h_l از طریق رابطه زیر به لایه دیگر با ضریب شکست n_{l+1} و ارتفاع h_{l+1} مربوط می شود[۸]:

$$\begin{bmatrix} A_l \\ B_l \end{bmatrix} = B_{l(l+1)} \begin{bmatrix} A_{l+1} \\ B_{l+1} \end{bmatrix} \quad (۷)$$

که $B_{l(l+1)}$ حاصلضرب ماتریس عبور از فصل مشترک $T_{l(l+1)}$ و ماتریس انتشار $P_{l(l+1)}$ است که به صورت زیر محاسبه می شوند:

$$T_{l(l+1)} = \frac{1}{2}\begin{bmatrix} (1+m_{l(l+1)}) & (1-m_{l(l+1)}) \\ (1-m_{l(l+1)}) & (1+m_{l(l+1)}) \end{bmatrix} \quad (۸)$$

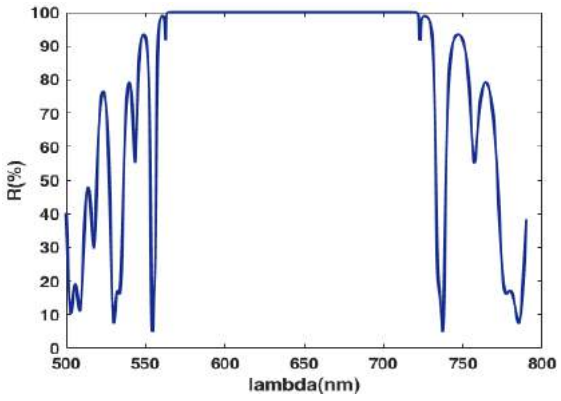
$$P_{l(l+1)} = \begin{bmatrix} \exp(-ik_{l+1}h_{l+1}) & 0 \\ 0 & \exp(ik_{l+1}h_{l+1}) \end{bmatrix} \quad (۹)$$

که $m_{l(l+1)} = \frac{n_{l+1}}{n_l}$ است. با محاسبه ماتریس انتشار کل برای ساختار رابطه (۶) و روابط مربوط به میدان باریکه گاوسی[۹] می توان تاثیر این پوشش دهی را بر روی طرح تداخلی و حساسیت دستگاه بررسی کرد.

۳- شبیه سازی

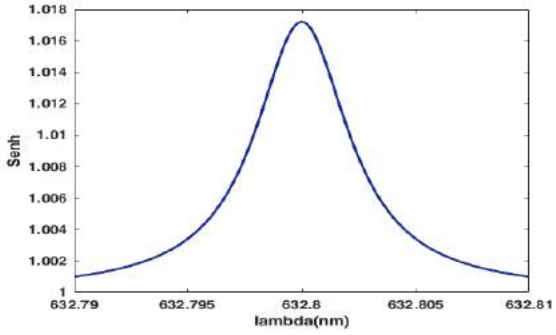
در این قسمت ابتدا مناسب بودن ساختار ارائه شده بررسی و در ادامه به شبیه سازی و بررسی اثر این پوشش دهی چندلایه بر روی طرح تداخلی و حساسیت ژیروسکوپ لیزری حلقوی پرداخته شده است.

شکل ۲ توان بازتاب ساختار ارائه شده را برحسب طول موج در محدود ۵۰۰ تا ۸۰۰ نانومتر نشان می دهد. همانطور که مشاهده می شود در این ساختار در طول موج لیزر هلیم- نئون ($\lambda = ۶۳۲.۸$ nm) توان بازتاب بیشینه است. بنابراین انتخاب مناسبی برای افزایش توان بازتاب آینه ژیروسکوپ لیزری حلقوی و درنتیجه افزایش دقت دستگاه می باشد. نرخ چرخش و طول بازوی دستگاه در شکل های ۳ و ۴ به ترتیب برابر ۴۵ درجه بر ثانیه و ۰/۵m درنظر گرفته شده است.



شکل ۲: توان بازتاب ساختار معرفی شده برحسب طول موج

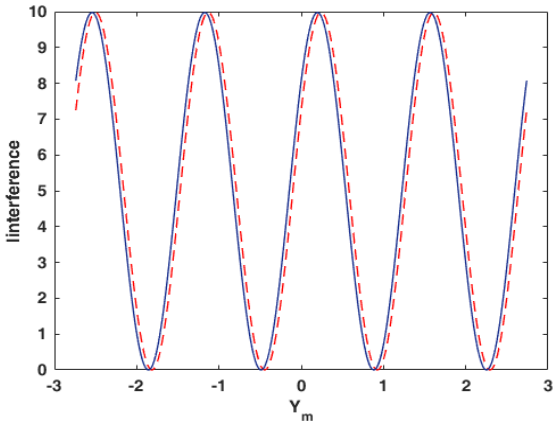
شکل ۳ عامل حساسیت افزایش یافته S_{enh} ساختار را برحسب طول موج نشان می دهد. همانطور که مشاهده می شود این ساختار در طول موج $\lambda = ۶۳۲.۸$nm دارای بیشترین مقدار حساسیت افزایش یافته می باشد و می تواند با افزایش اختلاف فاز بین دو پرتو منتشر شده در دو جهت مخالف، حساسیت دستگاه را افزایش دهد. مطابق رابطه ۵، S_{enh} رابطه عکس با طول بازوی دستگاه دارد و هرچه طول بازوی ژیروسکوپ کوچک تر باشد قله S_{enh} افزایش می یابد و امکان ساخت دستگاه در ابعاد کوپکتر را فراهم می کند.



شکل ۳: فاکتور حساسیت افزایش یافته ساختار برحسب طول موج

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

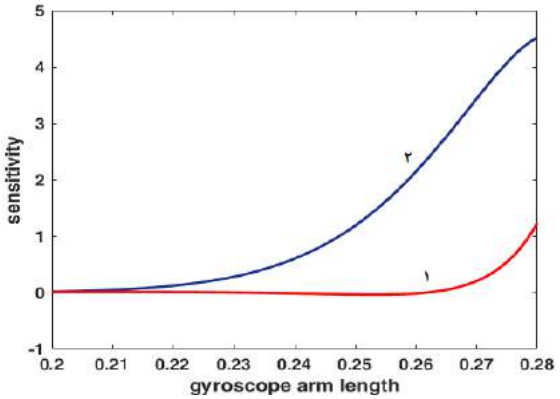
در شکل ۴ شدت تداخلی دو پرتو $(I_{\text{int erference}})$ برحسب فاصله تا فرانژ مرکزی بر روی پرده (Y_m) رسم شده است. همانطور که مشاهده می شود وجود این پوشش دهی چندلایه بر روی آینه باعث افزایش اختلاف فاز بین دو پرتو و در نتیجه افزایش حساسیت دستگاه می شود.



شکل ۴: شدت تداخلی دو پرتو برحسب فاصله تا فرانژ مرکزی. نمودار خط چین مربوط به حالت بدون پوشش دهی و نمودار بعدی مربوط به حالتی است که پوشش دهی چندلایه بر روی آینه انجام شده است (واحد اختیاری).

با کسر اختلاف فاز ناشی از این پوشش دهی از اختلاف فاز اندازه گیری شده در خروجی دستگاه، نرخ چرخش واقعی محاسبه می شود.

در شکل ۵ حساسیت دستگاه برحسب طول بازوهای ژیروسکوپ لیزری حلقوی برای دو حالت با پوشش دهی و بدون پوشش دهی آینه رسم شده است. همانطور که مشاهده می شود زمانی که پوشش چندلایه بر روی آینه قرار گیرد حساسیت دستگاه بالا می رود و می توان ژیروسکوپی با ابعاد کوچکتر ساخت.



شکل ۵: حساسیت دستگاه برحسب طول بازوی ژیروسکوپ. نمودار ۱ مربوط به حالتی است که پوشش دهی بر روی آینه انجام نشده است و نمودار ۲ مربوط به حالتی است که پوشش دهی چندلایه انجام شده است.

۴- نتیجه‌گیری

امروزه با گسترش روزافزون علم و فناوری در زمینه ساخت وسایل نقلیه و نقش ژیروسکوپ در برقراری تعادل این وسایل، به خصوص در کاربردهای نظامی، بهبود عملکرد این دستگاه بسیار مورد توجه قرار گرفته است. در این مقاله ابتدا به توصیف نحوه عملکرد ژیروسکوپ لیزری حلقوی پرداخته شده است و در ادامه با معرفی یک ساختار چندلایه به بررسی و شبیه سازی تاثیر پوشش دهی این ساختار بر روی یکی از آینه های ژیروسکوپ لیزری حلقوی پرداخته شده است. نتایج نشان می دهد که ساختار معرفی شده دارای توان صد درصد در طول موج لیزر هلیم نئون است و می تواند با افزایش اختلاف فاز بین دو پرتو منتشر شده در درون ژیروسکوپ لیزری حلقوی حساسیت دستگاه را افزایش دهد. علاوه براین این ساختار امکان ساخت دستگاه در ابعاد کوچکتر را فراهم می کند که به نوبه خود می تواند در کاربردهایی که ابعاد دستگاه از اهمیت بالایی برخوردار است مفید باشد.

مراجع

[1] M. N. Armenise, C. Ciminelli, F. Dell'Olio, V. M. N. Passaro, *Advances in Gyroscope Technologies*, *Springer*, 2010.

[2] A. Tartaglia, M.L. Ruggiero, "Sagnac effect and pure geometry", American Journal of Physics.,Vol. 83, No. 5, pp. 427-432, 2015.

[3] P. R. Ayswarya, S. S. Pournami, and R. Nambiar, "A survey on ring laser gyroscope technology", Int. J. Comput. Appl., vol. 116, No. 2, pp. 25-27, 2015.

[4] M. Pizzocaro, "Development of a ring laser gyro: active stabilization and sensitivity analysis", tesis, 92p, 2009.

[5] K. Wang and Q. Gu, "Key problems of mechanically dithered system of RLG", Tsinghua science and technology, Vol. 6, No. 4, pp. 304-309, 2001.

[6] Z. Wang, X. Long and F. Wang, "Bias characteristics of a multioscillator ring laser gyro with consideration of differential losses", Optics & Laser Technology, Vol. 48, pp. 285-293, 2013.

[7] T. Qu, K. Yang, X. Han, S. Wu, Y. Huang, and H. Luo, "Design of a superluminal ring laser gyroscope using multilayer optical coatings with huge group delay", Sci. Rep., vol. 4, pp. 7098-1-7098-5, 2014.

[8] S. L. Chuang, *Physics of photonic devices*; p. 202, John Wiley & Sons, 2012.

[9] J. T. Verdeyen, *Laser Electronics*, p.77, Englewood Cliffs, NJ, Prentice Hall, 1995.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

بررسی خواص اپتیکی Sr_2NiWO_6 با استفاده از نظریهٔ تابعی چگالی

حمداله صالحی[۱]، راضیه میرسالاری[۲]، پیمان امیری[۳]

گروه فیزیک، دانشکدهٔ علوم، دانشگاه شهید چمران اهواز، اهواز، ایران

چکیده – در این مقاله خواص اپتیکی ترکیب Sr_2NiWO_6 از جمله سهم حقیقی و موهومی تابع دی‌الکتریک، ضریب شکست، ضریب خاموشی، تابع اتلاف انرژی و ضریب بازتاب در فاز ساختاری تتراگونال مورد مطالعه قرار گرفته است. محاسبات با استفاده از روش امواج تخت بهبود یافتهٔ خطی با پتانسیل کامل در چارچوب نظریهٔ تابعی چگالی با تقریب GGA و GGA+U و با استفاده از نرم‌افزار Wien2k صورت گرفته است.

کلید واژه- خواص اپتیکی، ضریب شکست، نظریهٔ تابعی چگالی.

Investigation of the Optical properties of Sr_2NiWO_6 using Density Functional Theory

Hamdallah Salehi[1], Raziyeh Mirsalari[2], Peiman Amiri[3]

Department of Physics, Faculty of Science, Shahid Chamran University,of Ahvaz, Ahvaz, Iran.

Abstract- In this paper optical properties in tetragonal phase of Sr_2NiWO_6 such as real and imaginary part of dielectric function, refractive index, extinction index, electron energy loss Spectroscopy (EELS), reflectivity index. were studied by using full potential–linearized augmented plane wave (FP-LAPW) method in the framework density functional theory (DFT) with the different approximations such as GGA and GGA+U by Wien2k Package.

Key words: Optical properties, refractive index, density functional theory

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

اکسیدهای پروسکیت با فرمول شیمیایی ABO_3 دارای ترکیبات متنوعی هستند، اگر مکان B توسط دو کاتیون مختلف B و 'B اشغال شود پروسکیت مضاعف با فرمول شیمیایی $A_2BB'O_6$ تشکیل می‌شود، ویژگی‌های پروسکیت‌های مضاعف عمدتاً توسط مکان B و 'B به‌دست می‌آید[۱]. Sr_2NiWO_6 عضوی از خانوادهٔ پروسکیت‌های مضاعف است که در دمای اتاق دارای ساختار بلوری تتراگونال است و گاف نواری این ترکیب ۳/۱ الکترون ولت می‌باشد. بسیاری از پروسکیت‌های مضاعف به دلیل ماهیت d^0 کاتیون‌های 'B عایق هستند. چنین ترکیباتی می‌توانند دی‌الکتریک‌های خوبی باشند و البته پروسکیت-های مضاعف دارای ثابت دی‌الکتریک بالا هستند. همچنین این ترکیبات در دی‌الکتریک‌های ماکروویو، سلول‌های خوشیدی، خازن‌ها و طراحی حافظه‌ها و .... کاربرد دارند.

۲- روش انجام محاسبات

در مطالعات نظری حاضر خواص اپتیکی با استفاده از نظریهٔ تابعی چگالی (DFT) [۲] و روش امواج تخت بهبود یافتهٔ خطی با پتانسیل کامل (FP-LAPW) [۳] و با استفاده از کد محاسباتی Wien2k بررسی شده است[۴]. ثابت‌های شبکه را پس از بهینه‌سازی بر حسب آنگستروم مقادیر a=b=6.6237 و c=7.9182 در نظر گرفتیم. RKmax که میزان ماتریس همگرایی را مشخص می‌کند برابر با ۷ و تعداد نقاط فضای k برای انتگرال‌گیری در منطقهٔ اول بریلوئن ۵۰۰ نقطه در نظر گرفته شد. انرژی جدایی ۶- ریدبرگ را برای جداسازی حالت‌های ظرفیت از حالت‌های مغزه مبنا قرار دادیم. محاسبات را با دو تقریب GGA و GGA+U (اعمال پارامتر هابارد) انجام دادیم. میزان U اعمال شده در محاسبات ۶ الکترون ولت بوده است. سرانجام با تعیین مبنای همگرایی ۰/۰۰۰۱ برای انرژی به انجام محاسبات خودسازگار پرداخته شد. به دلیل اینکه Sr_2NiWO_6 در راستاهای مختلف نسبت به خواص اپتیکی رفتار همسانگرد از خود نشان می‌دهد فقط راستای x بررسی شده است.

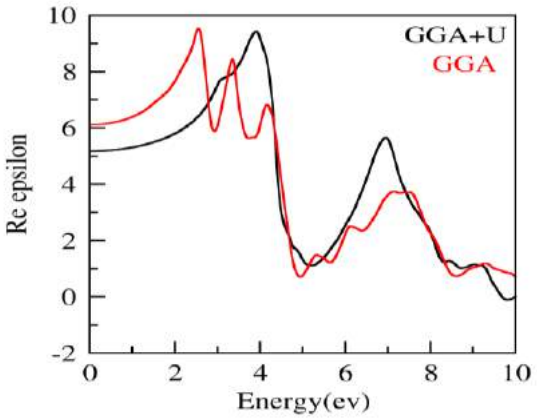
۳- نتایج

۱-۳- تابع دی‌الکتریک

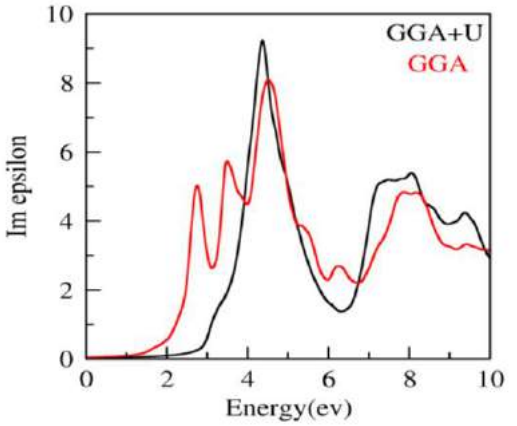
طیف اپتیکی منبع وسیعی از اطلاعات را برای مطالعهٔ ساختار نواری، خواص الکترونی، برانگیختگی‌ها و نوسانات شبکه در اختیار ما قرار می‌دهد. یکی از مهم‌ترین کمیت-های اپتیکی، تابع دی‌الکتریک مختلط است که توصیف‌گر خواص نوری یک ترکیب است و به صورت معادلهٔ زیر بیان می‌شود.

$$\varepsilon = \varepsilon_1 + i\varepsilon_2 \qquad (۱)$$

تابع دی‌الکتریک دارای دو سهم درون‌نواری و بین‌نواری است، از گذارهای بین‌نواری غیر مستقیم که سهم کوچکی در خواص نوری مواد دارند و در برگیرندهٔ پراکندگی فونونی می‌باشند صرف‌نظر می‌کنیم [۶،۵]. با داشتن تغییرات سهم موهومی، بر اساس تبدیلات کرامرزکرونیک [۷] می‌توانیم تغییرات سهم حقیقی را به‌دست آوریم. سهم حقیقی و موهومی تابع دی‌الکتریک برای Sr_2NiWO_6 با اعمال پارامتر هابارد و بدون پارامتر هابارد در شکل (۱) نشان داده شده است.



شکل۱ الف: سهم حقیقی تابع دی‌الکتریک ترکیب Sr_2NiWO_6



شکل۱ب: سهم موهومی تابع دی‌الکتریک ترکیب Sr_2NiWO_6

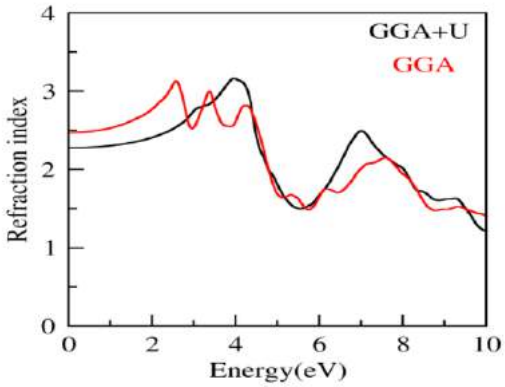
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

از سهم حقیقی تابع دی‌الکتریک، مقدار دی‌الکتریک استاتیک که مقدار تابع دی‌الکتریک در انرژی صفر است، به‌دست می‌آید. در شکل (۱الف) مشاهده می‌شود که ثابت دی‌الکتریک استاتیک با اعمال پارامتر هابارد (GGA+U)، ۵٫۱ به‌دست آمده است. که این ثابت دی‌الکتریک استاتیک بدون اعمال پارامتر هابارد (GGA) ۶٫۱ است. تابع دی‌الکتریک دارای دو سهم گذار بین نواری و درون نواری می‌باشد، همان‌طور که در شکل (۱ب) مشاهده می‌شود مقدار موهومی تابع دی‌الکتریک با اعمال پارامتر هابارد تا مقادیر ۲٫۷ الکترون ولت به صورت آرام است این بدان معناست که در این ناحیه صرفاً گذارهای درون نواری رخ دهد. اما بعد از این انرژی این سهم ناگهانی زیاد می‌شود که بیانگر جذبی است که به دنبال آن گذارهای بین نواری اتفاق می‌افتد. از نمودار سهم موهومی تابع دی‌الکتریک می‌توان گاف اپتیکی ماده را تشخیص داد و با توجه به گاف تجربی ترکیب که ۳٫۱ الکترون ولت است می‌توان گفت که سهم موهومی تابع دی‌الکتریک گاف اپتیکی خوبی را نشان می‌دهد. اما گاف اپتیکی بدون اعمال U ۱٫۵ الکترون ولت می‌باشد. پس اعمال پارامتر هابارد باعث افزایش گاف اپتیکی می‌شود.

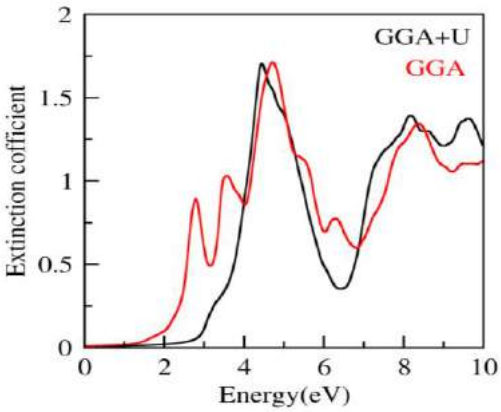
۲-۳- ضریب شکست و ضریب خاموشی

ضریب شکست پارامتر فیزیکی مهمی است که وابسته به اثر متقابل میکروسکوپیک اتمی می‌باشد، ضریب خاموشی برای یک ماده نیز سنجشی از میزان جذب پرتوی الکترومغناطیسی توسط آن ماده است. اگر ضریب خاموشی در یک بلور پایین باشد موج الکترومغناطیس به آسانی از آن عبور می‌کند. نمودار ضریب شکست و ضریب خاموشی در شکل (۲) نشان داده شده است.

با نگاه به نمودارهای ضریب شکست و ضریب خاموشی می‌توان به تشابه آن‌ها با نتایج حاصل از تابع دی‌الکتریک پی برد. مشاهده می‌شود که ضریب شکست رفتاری مشابه با بخش حقیقی تابع دی‌الکتریک، و ضریب خاموشی رفتاری مشابه با بخش موهومی تابع دی‌الکتریک دارد. جذر سهم حقیقی تابع دی‌الکتریک در انرژی صفر منجر به ضریب شکست می‌شود، با توجه به شکل (۱الف) در نمودار GGA+U محور عمودی در نقطهٔ ۵٫۱ قطع شده است و ضریب شکست جذر این عدد را نشان می‌دهد. در تقریب GGA+U ضریب شکست در بازهٔ صفر تا ۴ الکترون ولت مقادیر بیشتری را به خود اختصاص می‌دهد در حالی که این امر در محدودهٔ ۴ تا ۶ الکترون ولت کاملاً برعکس عمل می‌کند. هرچه مقدار ضریب خاموشی کمتر باشد، عبور امواج الکترومغناطیسی از بلور آسان‌تر پیش‌بینی می‌شود. در شکل (۲ب) مشاهده می‌شود که با استفاده از تقریب GGA+U ضریب خاموشی کمتر محاسبه شده است.



شکل ۲ الف: ضریب شکست ترکیب Sr_2NiWO_6

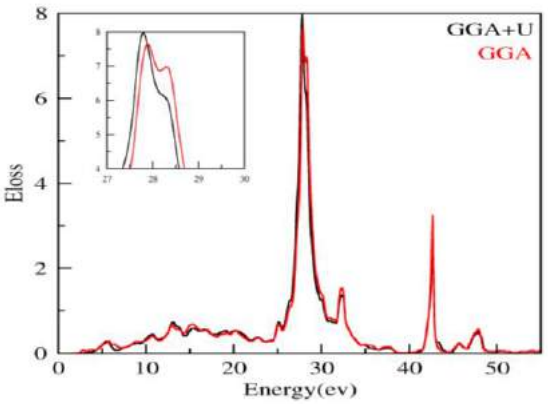


شکل۲ ب: ضریب خاموشی ترکیب Sr_2NiWO_6

۳-۳ تابع اتلاف انرژی

اسپکتروسکوپی اتلاف انرژی الکترون روش قدرتمندی در تجزیه و تحلیل حالتهای اشغال شده در بالای تراز فرمی یا تفکیک جزئی است. این طیف دربردارندهٔ تحریک دسته جمعی الکترون‌های ظرفیت (پلاسمون‌ها) به داخل حالات اشغال شده در نوار رسانش است.

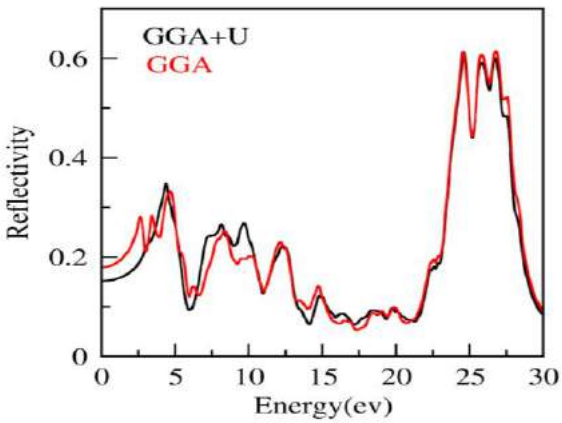
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد



شکل۳: نمودار تابع اتلاف انرژی ترکیب Sr_2NiWO_6

اتلاف انرژی الکترون در این ساختار در هر دو تقریب تقریبا مشابه هم است. در تقریب GGA+U اتلاف انرژی الکترون در این ساختار از ۵ الکترون ولت شروع شده و در ۲۷٫۷۶ الکترون ولت به بیشترین مقدار خود رسیده است. همچنین در انرژی ۴۲٫۲۴ الکترون ولت نیز دارای اتلاف انرژی زیادی است. شاخص‌ترین قله در تابع اتلاف انرژی الکترون به عنوان قلهٔ پلاسمونی شناخته می‌شود که بیان‌گر برانگیختگی جمعی چگالی بار الکترونی در بلور است. انرژی پلاسمون حجمی در این ترکیب با اعمال پارامتر هابارد، ۲۷٫۷۶ الکترون ولت است.

۳-۴ ضریب بازتاب



شکل۴: نمودار ضریب بازتاب ترکیب Sr_2NiWO_6

ضریب بازتاب مشخص کنندهٔ دامنه یا شدت موج بازتابیده نسبت به موج پیشامد است. ضریب بازتاب ترکیب Sr_2NiWO_6 در شکل (۴) نشان داده شده است. در تقریب GGA+U در انرژی ۲۶٫۷۶ ضریب بازتاب دارای بیشترین مقدار است.

نتیجه‌گیری

محاسبات با استفاده از روش امواج تخت بهبود یافتهٔ خطی با پتانسیل کامل (FP-LAPW) در چارچوب نظریهٔ تابعی چگالی با تقریب‌های GGA و GGA+U و با استفاده از نرم‌افزار Wien2k صورت گرفته است. ضریب دی-الکتریک استاتیک با اعمال پارامتر هابارد (GGA+U) ۵٫۱ به‌دست آمده است. که این مقدار بدون اعمال پارامتر هابارد (GGA) ۶٫۱ است. ضریب شکست در تقریب GGA+U در بازهٔ صفر تا ۴ الکترون ولت مقادیر بیشتری را به خود اختصاص می‌دهد در حالی که این امر در محدودهٔ ۴ تا ۶ الکترون ولت کاملاً برعکس عمل می‌کند. با استفاده از تقریب GGA+U ضریب خاموشی کمتر محاسبه شده است. اتلاف انرژی الکترون در این ساختار در هر دو تقریب تقریباً مشابه هم است. در تقریب GGA+U اتلاف انرژی الکترون در ۲۷٫۷۶ الکترون ولت به بیشترین مقدار خود رسیده است. اعمال پارامتر هابارد در بررسی خواص اپتیکی ترکیب نقش تأثیرگذاری را ایفا می‌کند.

مراجع

[1] T. Hashemifar, A. Mokhtari, V. Soleimanian," Electronic, Structural and Magnetic Properties of the Sr_2CoWO_6 Double Perovskite Using GGA(+U)" , Springer Science +Business Media, 2016.

[2] S. Cottenier, "Density Functional Theory and the Family of (L) APW-Method: a step-by-step Introduction", Instituutvoor Kern-en Stralingsfysica, KU Leuven, Belgium 2002.

[3] J. C. Slater, " Wave Function in periodic potential ", Phys. Rev. Vol. 57, pp.846, 1973.

[4] P. Blaha, K. Schwarz, G. K. H. Madsen, D. Kvasnicka, and J. Luitz," WIEN2K, An Augmented Plane Wave + Local Orbitals Program for Calculating Crystal Properties", Karlheinz Schwarz, Techn. Universit€at Wien, Vienna, Austria, 2013.

[5] J. S. Tell, Phys. Rev. 104 (1956) 1760.

[6] L. D. Landau, E. M. Lifshitz, "Electrodynamic in Continuous Media, Pergamon ", press, Oxford, 1960.

[7] H. A. Kramers, Collected, "Science Papers", North Holland, Amsterdam,1956.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

تحلیل عددی ایجاد میدان دنباله پالس میکروموج گاوسی در یک موجبر پلاسمایی

رضا فلاح، سید محمد خراشادی‌زاده

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه بیرجند، بیرجند، ایران

چکیده-در این مقاله، انتشار پالس میکروموجی درون یک موجبر پلاسمایی مستطیلی درحضور یک میدان مغناطیسی یکنواخت خارجی بررسی شده است. برای این منظور، با استفاده از معادلات ماکسول و معادلات هیدرودینامیکی سیال، معادله‌دیفرانسیلی برای پتانسیل دنباله پالس در موجبر محاسبه شده است. در ادامه با حل این معادله دیفرانسیل با استفاده از روش محاسباتی رانگ-کوتا مرتبه ۴، توزیع میدان الکتریکی دنباله پالس $(\vec{E}_w)$ در موجبر پلاسمایی با فرض اینکه طول زمانی پالس برابر با دوره زمانی موج پلاسمایی است، شبیه‌سازی شده است. نتایج عددی نشان می‌دهد که میدان دنباله پالس میکروموج، با افزایش شدت پالس، طول زمانی پالس و میدان مغناطیسی خارجی تقویت یافته و با افزایش چگالی پلاسما، فرکانس پالس و عرض موجبر تضعیف می‌شود. بنابراین با بهینه سازی پارامترهای مربوط به پالس گاوسی و موجبر پلاسمایی، ایجاد میدان دنباله پالس قوی به منظور شتابدهی ذرات باردار امکان‌پذیر می‌باشد.

کلیدواژه-برهمکنش میکروموج با پلاسما، میدان دنباله، موجبر پلاسمایی مستطیلی، پالس میکروموج گاوسی، میدان مغناطیسی خارجی

Numerical analysis of wakefield generated by a Gaussian microwave pulse in a plasma waveguide

Reza Fallah, Seyed Mohammad Khorashadizadeh

Department of Physics, Faculty of Science, University of Birjand, Brjand, Iran

Abstract-In this paper, the propagation of microwave pulse is investigated in the rectangular waveguide filled with plasma in the presence of constant external magnetic field. For this purpose, by using the Maxwell's equations and the hydrodynamic fluid equations, the differential equation is calculated for the wake potential in the plasma waveguide. In the following, the differential equation is solved by the fourth order Runge-Kutta method, the distribution of the wakefield in the plasma waveguide is simulated by assuming that the pulse duration is equal to the plasma wave duration. The numerical results show that the microwave wakefield is amplified by increasing the pulse intensity, pulse width and external magnetic field, and decreased by increasing the plasma density, the pulse frequency and the waveguide width. Therefore, by optimizing parameters related to Gaussian pulse and plasma waveguide, creating a strong wakefield can be possible to accelerate the charged particles.

Keywords: Microwave-plasma interaction, Wakefield, Plasma filled rectangular waveguide, Gaussian microwave pulse, External magnetic field.

۱- مقدمه

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

شتابدهی ذرات باردار همواره موضوعی جالب برای تحقیقات نظری و آزمایشگاهی در زمینه برهمکنش لیزر با پلاسما بوده است، از سال ۱۹۷۹ که تاجیما و داوسون [۱] برای اولین بار استفاده از پالس‌های کوتاه لیزری برای تحریک امواج پلاسما به منظور شتابدهی الکترون‌ها پیشنهاد دادند، کارهای نظری و تجربی فراوانی در این زمینه صورت گرفته است[۴-۲]. اگر یک پالس پرتوان از پلاسما عبور کند، نیروی اثرگذار پالس باعث جدایی بارها شده و یک میدان دنباله‌بسیار قوی ایجاد می‌شود که به صورت طولی نسبت به زمینه ساکن یونی نوسان کرده و زمینه‌ساز شتابدهی ذرات باردار می‌شود[۵-۶]. به استثنای تلاش‌هایی که برای ایجاد میدان دنباله در موجبر پلاسمایی توسط بیم‌های الکترونی صورت گرفته است، لیزرها به طور گسترده برای شتابدهی به کار گرفته شده و مقدار انرژی چشمگیری هم بدست آمده است. اما لیزرهای پرتوان بسیار گران و نگهداری آنها هزینه بر است، همچنین ابزارهای پیچیده و دقیقی برای اندازه گیری نیاز است، از این رو از میکروموج‌ها نیز برای شتابدهی ذرات باردار استفاده شده است[۸-۷]. در این پژوهش، با توجه به ساختار کم‌هزینه سیستم‌های میکروموج و توانایی آن‌ها در شتابدهی قابل توجه ذرات باردار، انتشار پالس میکروموجی گاوسی در یک موجبر پلاسمایی مستطیلی در حضور میدان مغناطیسی یکنواخت خارجی بررسی می‌شود.

۲- انتشار پالس میکروموج در موجبر

فرض می‌شود پالس میکروموجی با فرکانس ω، شدت I_0 و پهنای زمانی($\tau = \frac{2\pi}{\omega_p}$)از یک موجبر مستطیلی (به عرض a و ارتفاع b) پر شده با یک پلاسما با چگالی n_0 عبور می‌کند. معادلات حاکم بر انتشار پالس، معادلات ماکسول و هیدرودینامیکی سیال هستند. توزیع میدان الکتریکی و مغناطیسی میکروموج به ترتیب($\vec{E} = \hat{j}\, E(\xi) sin(\frac{\pi x}{a})$ و $\vec{B} = \hat{i}B_x(\xi)\, sin\left(\frac{\pi x}{a}\right) + \hat{k}B_z(\xi) cos(\frac{\pi x}{a})$ در نظر گرفته می‌شود. برای انجام محاسبات از تئوری اختلال استفاده می‌شود. با در نظر گرفتن معادلات حاکم به صورت مولفه‌ای، تغییر متغیر $\xi = z - u_g t$و چگالی اختلالی n'_e، روابط زیر نتیجه می‌شود

$$-\frac{u_g \partial n'_e}{\partial \xi} + \frac{n_0 \partial u_z}{\partial \xi} + \frac{u_z \partial n'_e}{\partial \xi} = 0 \qquad (۱)$$

$$-\frac{u_g \partial u_z}{\partial \xi} + \frac{u_x \partial u_z}{\partial x} + \frac{u_z \partial u_z}{\partial \xi} = \frac{e}{m_e}\frac{\partial \varphi_w}{\partial \xi} + \frac{e u_y B_x(\xi)}{m_e}\sin\left(\frac{\pi x}{a}\right) + \frac{e u_y B_0}{m_e} \qquad (۲)$$

$$\mu_0 e(n_{0+}n'_e)u_y + (\frac{u_g}{c^2}\frac{\partial E(\xi)}{\partial \xi} + \frac{\pi B_z(\xi)}{a} + \frac{\partial B_x(\xi)}{\partial \xi})\sin(\frac{\pi x}{a}) = 0 \qquad (۳)$$

$$\frac{\partial^2 \varphi_w}{\partial \xi^2} = \frac{e n'_e}{\varepsilon_0} \qquad (۴)$$

که $E_w = -\frac{\partial \varphi_w}{\partial Z}$میدان دنباله، $\omega_p^2 = \frac{n_0 e^2}{m_e \varepsilon_0}$ فرکانس پلاسمایی، $u_g = c\sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} - \frac{c^2}{\omega^2}(\frac{m^2\pi^2}{a^2} + \frac{n^2\pi^2}{b^2})}$ سرعت گروه پالس در موجبر، m و n ثابت‌هایی هستند که تغییرات میدان‌ها در امتداد مختصات عرضی را توصیف می‌کنند. با فرض یک رژیم نسبیتی ضعیف $n'_e \ll n_0$ و ترکیب روابط بالا، معادله زیر برای پتانسیل ردپای پالس با توزیع میدان طولی $E(\xi) = E_0 exp(-\frac{(\xi - \frac{L}{2})^2}{W_0^2})$ بدست می‌آید

$$\frac{d^2\varphi_w}{d\xi^2} + \frac{\omega_p^2}{u_g^2}\varphi_w = \frac{e c^2 E_0^2 sin^2\left(\frac{\pi x}{a}\right)}{2 m_e {u_g}^4} \times [e^{-\frac{2(\xi - \frac{L}{2})^2}{W_0^2}}\left(1 - \frac{{u_g}^2}{c^2}\right) - \frac{\pi^3 W_0^2\, erf\,(\frac{(\xi - \frac{L}{2})}{W_0})^2}{4\, a^2}] + \frac{e c^2 B_0 E_0 sin\left(\frac{\pi x}{a}\right)}{m_e {u_g}^3}[e^{-\frac{(\xi - \frac{L}{2})^2}{W_0^2}}\left(1 - \frac{{u_g}^2}{c^2}\right) - \frac{\pi^2\sqrt{\pi}\, W_0 E_0}{2a^2}[\frac{W_0 e^{-\frac{(\xi - \frac{L}{2})^2}{W_0^2}}}{\sqrt{\pi}} + (\xi - \frac{L}{2})\, erf(\frac{\xi - \frac{L}{2}}{W_0})]] \qquad (۵)$$

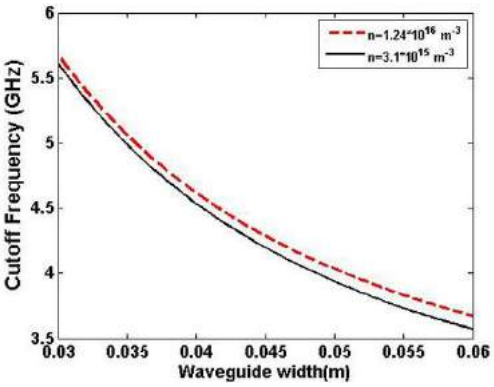
به منظور بررسی ایجاد میدان دنباله پالس، معادله دیفرانسیل بالا با روش رانگ-کوتا مرتبه ۴ حل می‌شود و توزیع میدان دنباله پالس ($\vec{E}_w$)برای مقادیر مختلف شدت پالس، فرکانس پالس، عرض موجبر(a)، بزرگی میدان مغناطیسی خارجی و چگالی پلاسما شبیه‌سازی می‌شود.

[1] Wakefield

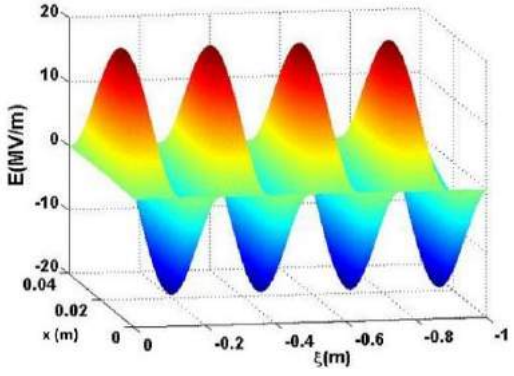
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۳- تحلیل عددی

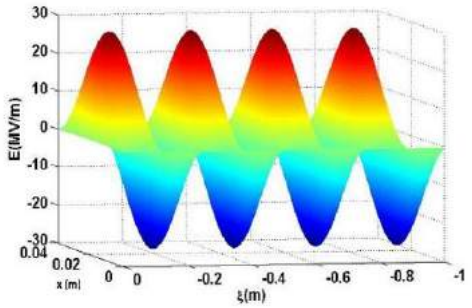
برای شبیه‌سازی میدان ردپا، شرایط اولیه‌ای فرض می‌شود که پتانسیل دنباله φ_w و مشتق آن $\frac{d\varphi_w}{d\xi}$ در $\xi = \frac{L}{2}$ صفر است. در انتشار پالس میکروموج در موجبر، برای مقادیر خاصی از ابعاد موجبر، فرکانس پالس و چگالی پلاسما، حالت قطع در موجبر اتفاق می‌افتد. لذا در شکل ۱، تغییرات فرکانس قطع بر حسب عرض موجبر برای حالتی که ارتفاع موجبر $b = 6\ cm$ باشد برای چگالی‌های پلاسمایی $3.1 \times 10^{15} m^{-3}$ و $1.24 \times 10^{16} m^{-3}$ شبیه‌سازی شده است. بررسی این شکل و رابطه فرکانس قطع $f_c = \sqrt{f_p^2 + \frac{c^2}{4}(\frac{1}{a^2} + \frac{1}{b^2})}$ به وضوح نشان می‌دهند که با افزایش ابعاد موجبر، فرکانس قطع کاهش می‌یابد. همچنین این شکل نشان می‌دهد که با افزایش چگالی پلاسما (فرکانس پلاسمایی) مقدار فرکانس قطع افزایش می‌یابد. لذا در انتشار پالس در موجبر پلاسمایی، باید در انتخاب ابعاد موجبر و چگالی پلاسمایی که آن را پر می‌کند، دقت شود.



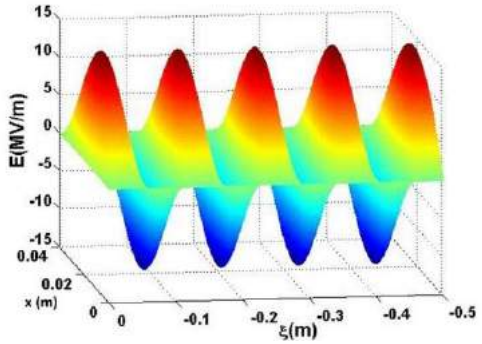
شکل ۱. تغییرات فرکانس قطع موج پلاسمایی بر حسب عرض موجبر برای $f = 6\ GHz$.



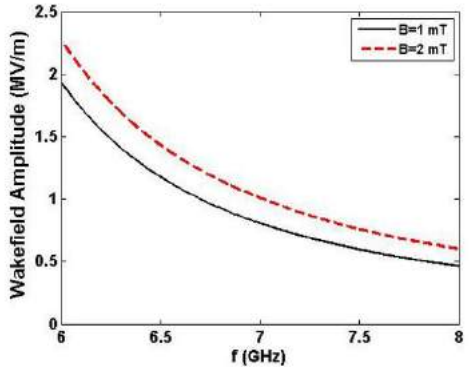
شکل ۲. توزیع میدان دنباله پالس در موجبر به عرض a=4 cm برای $f = 5\ GHz$ ،B=1 mT ، $I = 10^{10} \frac{w}{m^2}$



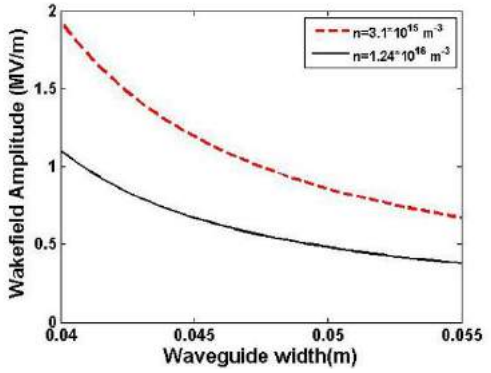
شکل ۳. تغییرات میدان دنباله در موجبر به عرضa=4 cmبرای $I = 1.5 \times 10^{10} \frac{w}{m^2}$



شکل ۴. تغییرات میدان دنباله پالس در موجبر مستطیلی به عرض a=4 cm برای $n_\circ = 1.24 \times 10^{16}\ m^{-3}$



شکل ۵. تغییرات ماکزیمم دامنه میدان دنباله پالس در موجبر مستطیلی بر حسب فرکانس پالس به عرض a=4 cm



شکل ۶. تغییرات ماکزیمم دامنه میدان دنباله پالس گاوسی بر حسب عرض موجبر برای $f = 5\ GHz$ ، $I = 10^{10} \frac{w}{m^2}$.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

شکل۲ تغییرات میدان دنباله پالس در موجبر مستطیلی به عرض a=4 cm و ارتفاع b=6cm برای حالتی که شدت پالس $I = 10^{10}\frac{w}{m^2}$، فرکانس پالس $f = 5\ GHz$، بزرگی میدان مغناطیسی خارجیB=1mT و چگالی پلاسمای درون موجبر$n_\circ = 3.1 \times 10^{15}m^{-3}$ باشد را نشان می‌دهد. با انتخاب مقادیر بالا، فرکانس قطع $f_c = 4.53\ GHz$ محاسبه می‌شود. از شکل۲ مشاهده می‌شود، دامنه‌ی میدان دنباله به $19\ \frac{MV}{m}$ می‌رسد که با فرکانس $f_p = 4.9 \times 10^8 Hz$ نسبت به زمینه یونی نوسان می‌کند. در شکل۳ برای مشاهده میزان تاثیر شدت پالس میکروموج، تغییرات میدان دنباله را با در نظرگرفتن پارامترهای فرض شده در شکل ۲ با این تفاوت که در این حالت شدت پالس $I = 1.5 \times 10^{10}\frac{w}{m^2}$ باشد، شبیه‌سازی شده است. با مقایسه شکل ۳ با ۲ مشاهده می‌شود که با افزایش شدت پالس از $10^{10}\frac{w}{m^2}$ به$1.5 \times 10^{10}\frac{w}{m^2}$ دامنه میدان دنباله پالس ۵۲٪ افزایش پیدا می‌کند و مقدار آن به حدود$29\ \frac{MV}{m}$ می‌رسد. چگالی الکترونی پلاسمایی که موجبر را پر می‌کند نیز نقش مهمی در انتشار پالس در موجبر ایفا می‌کند، لذا در شکل ۴ تغییرات میدان دنباله پالس درون موجبر مستطیلی برای $n = 1.24 \times 10^{16}m^{-3}$ و بر حسب سایر پارامترهای درنظر گرفته شده در شکل ۲ شبیه‌سازی شده است. مقایسه‌ی شکل‌های ۴ با ۲ نشان می‌دهد که با افزایش چگالی پلاسما، میدان دنباله پالس به تدریج تضعیف می‌شود و دامنه‌ی آن از مقدار $19\ \frac{MV}{m}$به $14\ \frac{MV}{m}$ می‌رسد. با افزایش چگالی پلاسما تا مقدار $1.24 \times 10^{16}m^{-3}$، فرکانس قطع نیز به $f_c = 4.61\ GHz$ افزایش می‌یابد. در شکل ۵، با درنظر گرفتن پارامترهای فرض شده در شکل۲، توزیع دامنه بیشینه میدان دنباله بر حسب فرکانس پالس شبیه‌سازی شده است. این شکل به وضوح نشان می‌دهد که افزایش فرکانس پالس سبب تضعیف میدان دنباله پالس شده اما تقویت میدان مغناطیسی خارجی می‌تواند باعث افزایش دامنه میدان دنباله شود. کاهش شدید میدان دنباله با افزایش فرکانس پالس را می‌توان با توجه به رابطه سرعت گروه و همچنین رابطه (۵) که نشان می‌دهد پتانسیل دنباله به صورت معکوس به سرعت گروه وابسته است، توجیه و تفسیر کرد. در شکل ۶ تغییرات ماکزیمم دامنه میدان دنباله پالس بر حسب عرض موجبر رسم شده است. بررسی این شکل نشان می‌دهد که با افزایش عرض موجبر، ماکزیمم دامنه میدان دنباله کاهش یافته و برای حالتی که چگالی پلاسما $3.1 \times 10^{15}m^{-3}$ است مقدار آن از $19\ \frac{MV}{m}$ برای عرض موجبر 4 cm به مقدار $2.24\ \frac{MV}{m}$ برای عرض موجبر 5.5 cm می‌رسد، همچنین مشاهده می‌شود که با افزایش چگالی پلاسما، ماکزیمم دامنه میدان دنباله پالس در موجبر کاهش می‌یابد.

۴- نتیجه‌گیری

در این مقاله، انتشار پالس میکروموجی با نمایه گاوسی در یک موجبر پلاسمایی مستطیلی در حضور میدان مغناطیسی خارجی بررسی شد. با استفاده از معادلات حاکم بر پلاسما، رابطه‌ای برای پتانسیل الکتریکی دنباله پالس (ردپای پالس) محاسبه گردید، سپس با استفاده از محاسبات عددی توزیع میدان الکتریکی دنباله پالس درون موجبر پلاسمایی بر حسب پارامترهای مختلف مربوط به پالس و موجبر شبیه‌سازی و بررسی شد. با توجه به نتایج تحلیل عددی، برای ایجاد میدان دنباله پالس قوی به منظور شتابدهی ذرات باردار، پیشنهاد می‌شود پالس میکروموج گاوسی با شدت بالا و فرکانس کم در یک موجبر باریک که با پلاسمایی با چگالی کم پر شده و تحت تاثیر یک میدان مغناطیسی قوی قرار دارد منتشر شود.

مراجع

[1] T. Tajima, J. M. Dawson, *Phys. Rev. Lett*. **43** (1997) 267.
[2] M. Litos, E. Adli, W. An, C.I. Clarke, C.E. Clayton, et al., *Nature* **515** (2014) 92.
[3] W. P. Leemans,A.J. Gonsalves, H.S. Mao, K. Nakamura, C. Benedetti, C.B. Schroeder, et al., *Phys. Rev. Lett*. **113** (24) (2014) 245002.
[4] A. J. W.Reitsma, D. A.Jaroszynski, *Laser Part. Beams* **22** (2004) 407-13.
[5] Y. Nishida, N. Sato, *Phys. Rev. Lett*. **59** (1987) 653.
[6] H. K. Malik, S. Kumar, Y. Nishida, *Opt. Comm.* **280** (2007) 417-23.
[7] S. Y. Park, J. L. Hirshfield, *Phys. Rev. E* **62** (1997) 1266-83.
[8] Y. Nishida, S. Kusaka, N. Yugami, *Phys. Scr*. **T 52** (1994) 65-8.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

بررسی تاثیر ویژگی‌های پرتو دمش و کریستال لیزر بر تولید مدل گرمایی پرتو بسل-گاوس

رضا فلاح[۱]، حمید نادگران[۲]

[۱] گروه فیزیک، دانشگاه بیرجند، بیرجند، ایران

[۲] گروه فیزیک، دانشگاه شیراز، شیراز، ایران

چکیده – تولید پرتوهای خانواده هلمهولتز-گاوس از جمله پرتو بسل-گاوس می‌تواند شدیدا تحت تاثیر اثرات گرمایی القایی قرار گیرد. در این مقاله، پرتو خروجی یک لیزر حالت جامد، بسل-گاوسی که از یک سیستم اپتیکی ABCD می‌گذرد در نظر گرفته شده است. محاسبات تحلیلی نشان می دهد که گرمای ایجاد شده در کریستال لیزر به توان دمش، کمر پرتو دمش، رسانندگی گرمایی و ضریب جذب کریستال بستگی دارد. به منظور بررسی اثرات گرمایی، توزیع شدت مدل گرمایی پرتو خروجی بسل-گاوس بر حسب فاصله شعاعی برای توان دمش، کمر پرتو دمش، ضریب جذب و رسانندگی گرمایی مختلف شبیه‌سازی شده است. نتایج نشان می‌دهد در حالتی که دمش با توان بالا صورت گرفته و کمر پرتو دمشی باریک است، گرمای تولید شده در محیط فعال به شدت بر پرتو خروجی لیزر تاثیرگذار است به طوریکه شناسایی پرتو بسل-گاوس به آسانی ممکن نیست ولی با افزایش کمر پرتو دمش و رسانندگی گرمایی کریستال، اثرات گرمایی بر پرتو خروجی کاهش یافته و سیستم لیزری مشابه سیستم مدل بدون گرما رفتار می‌کند. نتایج این پژوهش می‌تواند کمک خوبی به محققین در تشخیص و شناسایی صحیح پرتوهای خروجی لیزر باشد.

کلید واژه- لیزر حالت جامد، اثرات گرمایی، پرتو بسل-گاوس، عدسی گرمایی، توصیف پرتو لیزر

Investigation of influence of properties of the laser's pump beam and laser crystal on the generation of thermally-affected Bessel-Gauss beam

R. Fallah [1], H. Nadgaran [2]

[1] Physics Department, University of Birjand, Birjand, Iran

[2] Physics Department, Shiraz University, Shiraz, Iran

Abstract- The generation of Helmholtz–Gauss beam families such as Bessel–Gauss (BG) beam can be dramatically suffered from thermal-induced effects. İn this work, The output BG beams of a solid-state laser were assumed to pass through an ABCD optical system matrix. The analytical solutions show that the induced heat in the crystal depends on pump power, pump beam wasit, thermal conductivity and absorption coefficient of laser crystal. İn order to investigate the thermal effects, the intensity distributions of the BG beams against radial distance under various pump power, pump beam waist, absorption coefficient and thermal conductivity have been simulated. The results show that for high pump-power values and small values of pump waist, the thermal-induced effects are so dramatic and the beam intensity distribution profile is so altered that the identification of BG beams is not easily possible, but large pump waist and high thermal conductivity can eventually make the laser output similar to nonthermal case despite high pumping power is received. The results of this work are a valuable aid to experimenters for beam identification.

Keywords: Solid-state laser; Thermal effects; Bessel-Gaussian beam; Thermal lens; Laser beam characterization

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

1 Introduction

In solid-state lasers, special attention has been paid to heat load in the gain medium as the pump energy is partly converted to laser output and most of the pump energy is lost in the form of heat. The induced heat is dispersed within the crystal and causes thermal expansion of the material leading to crystal deformation and to the so-called thermal lens effect. Since almost principal parameters of laser beam is directly affected by induced heat, therefore the most serious problems are then the beam distortion and degradation due to thermal lensing and depolarization loss due to stress birefringence [1-3].The propagation characteristics of beams under severe induced heat is essential for designers to have a true insight to the laser output power, its efficiency and designing a suitable power of laser cooling systems. Bessel beams are considered as a nondiffracting solution to the scalar wave equation in circular cylindrical coordinates [4-5]. The Bessel-Gaussian (BG) beams which are Bessel beams apodized by a Gaussian transmittance, which carry a finite amount of energy and power is introduced by Gori et al. [6]. The BG beams are nearly nondiffracting because they can propagate over a large range without significant divergence. The propagation of BG beam has been investigated in free space and paraxial optical systems characterized by ABCD transfer matrices [5-6]. Recently, the existence of the BG beams was theoretically and experimentally presented [7-8]. The main purpose of this study is to investigate the generation of thermally-affected BG beams. By calculating the ABCD matrix of laser medium, we can observe the BG beam suffered by induced thermal load.

2 Thermal model and beam transformation in lens-like medium

We consider that the first-order BG beam is generated by a solid-state laser pumped by a super-Gaussian (SGP) pump profile. For this purpose, it is assumed that the variation of heat-induced refractive index can cause the gain medium is changed to an inhomogeneous graded index (GRIN) medium. Therefore assuming the GRIN medium as an ABCD thermally-affected medium, one has to calculate the element of the ABCD matrix of the GRIN medium for its full characterization. To do this, solution of the following heat equation should be obtained:

$$K\nabla^2 T = -S(\rho, z) \qquad (1)$$

Where S(ρ, z) is the heat source density and K is the crystal thermal conductivity. We can write the heat source term as:

$$S_{SG}(\rho, z) = Q_\circ \, exp\left(-\frac{\rho^4}{{\delta_P}^4}\right)\exp(-\alpha z) \qquad (2)$$

where α is the absorption coefficient of crystal, δ_p is pump waist and $Q_\circ$ is constant term as:

$$Q_\circ = \frac{\sqrt{2}\eta_q \eta_{abs} \alpha P_p}{\pi^{\frac{3}{2}} {\delta_P}^2 \left(1-e^{-\alpha l}\right)\mathrm{erf}\left(\sqrt{2}\frac{a^2}{{\delta_P}^2}\right)} \qquad (3)$$

where P_p is the pumping power, η_q is the fraction of pump power converting to heat, η_{abs} is the fraction of absorbed pump beam and l is the laser crystal length. The accurate solution of Equation (1) has been derived by Usievich et al. [9] as:

$$T(\rho, z) = \sum_{i=1}^{\infty} t_i(z) J_\circ(v_i \rho) + T_\circ \qquad (4)$$

Where $t_i(z)$ is a function dependent on the z-coordinate that satisfy the faces boundary conditions and v_i are the positive roots of equation $hJ_\circ(v_i) - KJ_1(v_i) = 0$. A change in the temperature results in a change in refractive index and causes the laser medium act as a convergent lens. The focal length of a lens-like medium is achieved by

$$f_{th} = \frac{2n_\circ}{\left(\frac{\partial n}{\partial T} + (n_0 - 1)(1+\nu)\alpha_T\right)\sum_{i=0}^{\infty}\int_\circ^l t_i(z) v_i^2 \, dz} \qquad (5)$$

In addition, the expression for the refractive index of GRIN medium is obtained by expanding the Bessel functions and using paraxial ray approximation [10]:

$$n(\rho, z) = n_0\left(1 - \rho^2 \frac{\gamma(z)^2}{2}\right) \qquad (6)$$

Where

$$\gamma(z) = \sqrt{\frac{1}{2n_\circ}\left[\frac{\partial n}{\partial T} + (n_\circ - 1)(1+\nu)\alpha_T\right]\sum_{i=1}^{\infty} t_i(z) v_i^2} \qquad (7)$$

The ABCD transfer matrix is given as:

$$\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \times [GRIN] \qquad (8)$$

where L is the cavity free length. The GRIN transfer matrix, above equation represents the

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

effects of induced-heat load on the laser medium and its detail calculation has been obtained by Sabaeian et al. [10].

3 Results and discussion

A cylindrical Nd: YAG crystal with l=5mm and radius of a=1.5mm was assumed. The laser was longitudinally pumped at wavelength of λ_p= 808 nm. The BG beam was generated with waist of δ_i=300 μm, λ_i=1064nm and κ =22144 m^{-1}. By using the assumed laser parameters, the thermally-affected and nonthermal beam profiles are simulated.

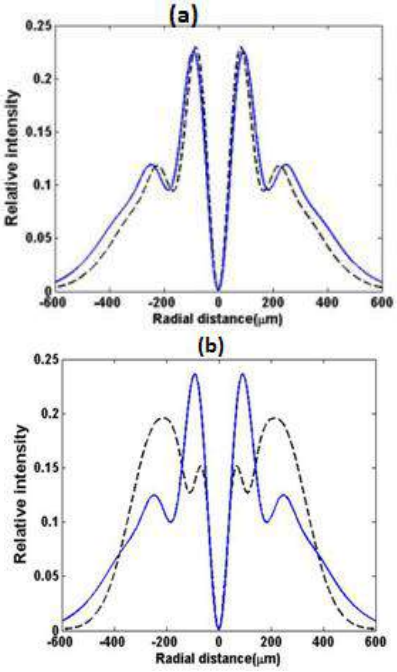


Figure 1: Intensity distributions of BG (J_1) beams versus radial distance for z=10 cm from the laser aperture for p=5W, α= 720 m^{-1}, K=10.5$\frac{W}{K.m}$ and δ_p = 200 μm for **a)** p=1W **b)** p=5W. Solid plots represent the nonthermal BG beam, dashed plots shows thermally-affected BG beam.

Figure 1 shows the transverse intensity profiles of first-order BG beam versus radial distance for pumping powers of 1 and 5W, respectively. This figure and analytical results show that by increasing pump power, the intensity distribution of BG beam gradually changes. For pump power of 1W, the corresponding focal length of the induced thermal lens is 190 cm, that is very weak thermal lens is built up. There can be seen no considerable intensity profile changes under induced heat. The non-thermal model of intensity profile almost coincides with the thermal ones under 1 W pump power. For pump power of p=5 W, significant deviation from the nonthermal intensity distribution can be seen showing that the gain medium is much influenced by the thermal lens whose focal length is calculated to be about 12 cm. This means that the induced heat load has severely affected the BG beam generation.

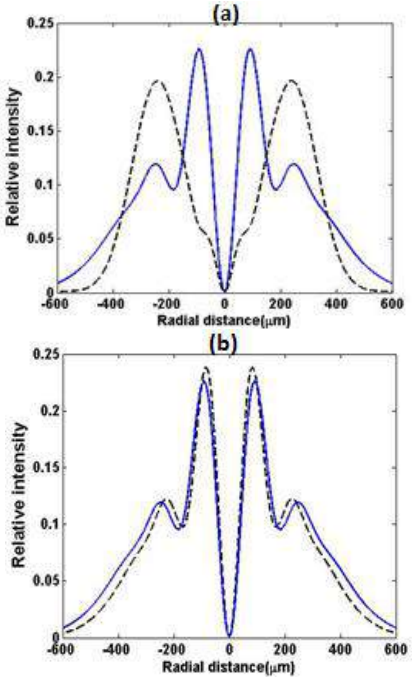


Figure 2: Intensity distributions of first-order BG(J_1) beams versus radial distance for z=10 cm for p=5W, K=10.5$\frac{W}{K.m}$ and **a)** δ_p = 100 μm **b)** δ_p = 300 μm .

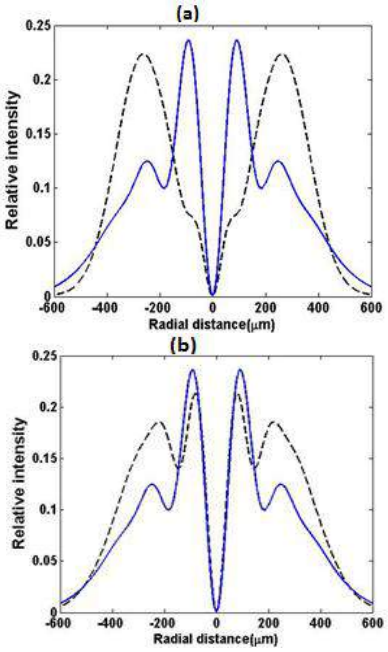


Figure 3: Intensity distributions of BG (J_1) beams versus radial distance for z=10 cm for p=5W, α= 720 m^{-1} and δ_p = 200 μm for **a)** K=9 $\frac{W}{K.m}$ **b)** K=12 $\frac{W}{K.m}$.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

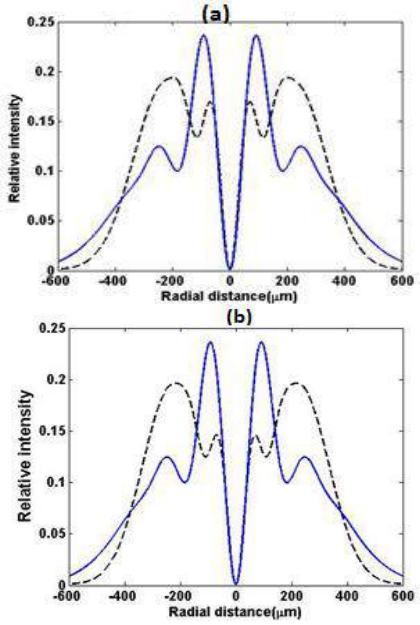


Figure 4: Intensity distributions of BG beams versus radial distance for z=10 cm for p=5W, $K = 10.5 \frac{W}{K.m}$ and $\delta_p = 200\,\mu m$ **a)** α= 520 m^{-1} **b)** α= 920 m^{-1}.

Figure 2 shows the intensity profiles of BG beams for pump waists of 100 and 300 μm. This figure clearly shows that the thermal effects diminish with increasing the pump waist. For pump waist of 100 μm and p=5 W, severe deviation from the non–thermal intensity profile can be realized showing that the laser media is considerably affected by the induced thermal lens whose focal lens is calculated to be 5.4 cm, one can say for z=10 cm, the BG profile is near the focal point of the thermal lens making much deviations of the corresponding non-thermal intensity profile. Our calculations show that the focal length of the induced thermal lens is 167 cm for pump waist of 300 μm. In this case, the beams behave as though no heat effect, even for large delivered powers is present. In figure 3 we have simulated the intensity profile of the first-order BG beams versus radial distance at 10 cm for thermal conductivities (K) of 9 and 12, respectively. The focal lengths of the thermal lens are calculated 15.6 and 21.2 cm for thermal conductivities (K) of 9 and 12 $\frac{W}{K.m}$, respectively showing weaker thermal lens by increasing thermal conductivity as expected. Therefore from figure 3, it is seen that upon increasing the thermal conductivity K, the strength of the heat-induced effects is gradually diminished. Figure 4 shows the transverse intensity distribution of first-order BG beams for thermal absorption coefficients of 520 and 920 m^{-1}, respectively. From this figure, there can be observed no considerable change in intensity distribution profiles as the absorption coefficient increases. This is because the temperature gradient causes thermal lensing in crystal does not change considerably by increasing the absorption coefficient.

4 Conclusion

This study is devoted to various impacts of pump power, pump waist, thermal conductivity and thermal coefficient absorption on the generation of first-order BG beam which are transverse eigenmodes of stable resonators. A comparison between the thermal and non-thermal BG beams not only reveals the important role of pump power, pump waist and thermal conductivity on the generation of the BG beams, but also shows how the intensity distributions are suffering from the induced thermal load. The results show that for powerful narrow pump beam, severe deviation from the non-thermal profiles can be realized showing that the gain medium is significant influenced by the thermal lens, but it can been observed that as the pump waist and thermal conductivity increases, the thermal effects diminish emphasizing that the experimenter should be aware of the extent of thermal effects in generating the special types of beams and a comprehensive thermal model is needed to accounted for heat-induced effects, otherwise everyone may be confused to identify true beam.

References

[1] Y. Li, H. Lee, E Wolf, *J. Opt. Soc. Am.* A **21** (2004) 640.
[2] M. Schmid, Th. Graf, R. Weber, *J. Opt. Am. B* **17** (2000) 1398.
[3] H. Nadgaran, M. Sabaian, *Pramana – J. Phys.* **67** (2006) 119.
[4] Y.V. Kartashov, V.A. Vysloukh, L. Torner, *Opt. Express* **15** (2007) 9378.
[5] M. Guizar-Sicairos, J. C. Gutierrez-Vega, *Opt. Lett*. **31** (2006) 2912.
[6] F. Gori, G. Guattari, et al., *Opt. Commun*. **64** (1987) 491.
[7] A. Hakola, S. C. Buchter, T. Kajava, H. Elfstrom, , J. Simonen, P. Paakkonen, J. Turuen, *J. Opt. Commun*. **238** (2004) 335.
[8] Jia Li, Yanru Chen, et al., *Opt. Laser Technol*. **45** (2013) 734.
[9] B.A. Usievich, V.A. Sychugov, F. Pigeon, A. Tishchenko, *IEEE J. Quantum Electron*. **37** (2001) 1210.
[10] M. Sabaian, H. Nadgaran, *Optics Commun*. **281** (2008) 672.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

اندازه گیری نیروی وارد بر ذره نانومتری طلا در عبور از غشای آبدانک

رایحه رضایی[۱]، یونس فرهنگی باروجی[۲] و فائقه حاجی‌زاده[۱]

دانشکده فیزیک دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان[۱]
موسسه نیلز بور، دانشگاه کوپنهاگ، دانمارک[۲]

آبدانک‌ها یا غشاءهای فسفولیپیدی مصنوعی را به دلیل اندازه مناسب و شباهت ترکیبات سازنده‌شان، می‌توان به عنوان مدل مناسبی از غشاء سلول زنده در نظر گرفت. انبرک نوری ابزاری مناسب برای مطالعه‌ی غشای سلول‌های زیستی است که در این نوع مطالعات معمولا از ذرات دی‌الکتریک در ابعاد میکرومتری به عنوان دستگیره استفاده می‌شود. اما برای مطالعات درون سلولی، بهتر است از ذرات کوچکتر و در ابعاد نانومتر استفاده شود. نانوذرات فلزی مانند طلا، به دلیل اندازه‌ی مناسب و خاصیت زیست‌سازگاری، ابزار مناسبی برای بررسی‌های درون سلولی هستند. در فرآیند رایج ساخت آبدانک، امکان تولید آبدانک‌هایی از مرتبه‌ی چند ده نانومتر نیز وجود دارد که با روش میکروسکوپی نوری معمولی به خوبی قابل مشاهده نیستند. در این مقاله ابتدا برای بهبود کیفیت تصویر میکروسکوپی، با برچسب‌گذاری آبدانک‌ها توسط مولکول‌های فلوئورفور و استفاده از نوردهی فلوئورسانس، توانستیم آبدانک‌هایی با اندازه‌های زیر یک میکرومتر را نیز مشاهده کنیم. سپس با تله‌اندازی نانوذرات طلای ۱۰۰ نانومتری و ورود آن به غشای آبدانک، نیروی اعمال شده به غشاء را مورد مطالعه قرار دادیم.

کلید واژه- آبدانک، انبرک نوری، میکروسکوپی فلوئورسانسی، نانوذرات فلزی

Measurement of force needed to inject a gold nanoparticle into a vesicle membrane

Rayehe Rezaei[1] , Younes Farhangi Barooji[2] , and Faegheh hajizadeh[1]

[1]Department of physics, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences (IASBS), Zanjan

[2]Niels Bohr Institute, University of Copenhagen, Denmark

Vesicles or artificial membranes are very similar to the cell membrane in size and structure, so it provides a good condition to study membrane's response in presence of external agents in the scale of real cells. Optical tweezers is a well-known technique which is used to study cell's membrane. Usually, in these studies, dielectric micrometric particles are used as a handle. However, for intracellular study, it is better to use nanometric particles. Metallic nanoparticles are a good biocompatible candidate to be used for intracellular manipulation because of their size and chemical properties. Usually, in the process of vesicle preparation, nanometric vesicles are made and they are not clearly visible in the usual optical microscopy method. In this article to measure the force needed to inject a gold nanoparticle into a vesicle membrane, at the first, we used fluorescence microscopy to observe nanovesicles. Then, we trapped a 100 nm Au nanoparticle and is entered into the vesicle to measure the force.

Keywords: Fluorescent microscopy, Optical tweezers,Vesicle, Trapped metallic nanoparticles

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱. مقدمه

غشاء سلول از مولکول‌های لیپیدی و پروتئین‌ها ساخته شده است، که با برهمکنش غیرکوالانسی کنار هم نگه داشته می‌شوند. آبدانک یک غشاء دولایه‌ای ساخته شده از مولکول‌های فسفولیپیدی است که اندازه آن در ابعاد چند ده نانومتر تا چند صد میکرومتر است. آبدانک‌های غول پیکر در اندازه‌هایی به قطر ۵ تا ۳۰۰ میکرومتر مدل سلولی خوبی برای انجام آزمایش‌های زیستی هستند [۱]. ایجاد یک تصویر میکروسکوپی مناسب در بررسی‌هایی مانند، هم‌جوشی سلول‌ها، مطالعه‌ی دارورسانی هدفمند، بررسی رفتار و تغییر شکل مولکول‌های لیپیدی اهمیت زیادی دارد. بنابراین در آزمایشگاه‌های زیستی از روش‌های میکروسکوپی متفاوت، جهت افزایش نمایانی و کیفیت تصویر استفاده می‌شود.

برای اعمال نیرو و دستکاری‌های زیستی در ابعاد درون سلولی باید از ابزاری مناسب استفاده کرد. انبرک نوری یک ابزار کار آمد برای نگه داشتن ذره در یک موقعیت ثابت است و قابلیت اندازه‌گیری نیرو و فاصله در ابعاد پیکو نیوتون و نانومتر را دارد [۲]. در دو دهه‌ی اخیر آزمایش‌های زیادی انجام شده که طی آن با اندازه‌گیری نیروی تله، اطلاعاتی از خواص فیزیکی غشاء به دست آمده است. برای مثال، اخیرا در مطالعات زیستی و دستکاری سلولی با تله‌اندازی ذرات میکرومتری دی‌الکتریک و چسباندن آن‌ها به اجزای زیستی، از آن‌ها به عنوان دستگیره‌ای جهت نگه‌داشتن سلول و یا کشیدن دنباله از غشاء استفاده می‌شود. اما برای مطالعات درون سلولی بهتر است از ذرات زیست سازگار و کوچکتر در ابعاد نانومتر بهره برد تا ادامه‌ی حیات موجود زنده با اختلال روبه‌رو نشود. اندازه و جنس نانوذرات طلا، سبب شده ابزار مناسبی برای ورود به سلول زنده شناخته شود. نکته‌ی دیگر اینکه تابش مناسب نور به این ذرات فلزی، افزایش دما و انتقال گرمای موضعی به مجاورت نانو ذره را نتیجه خواهد داد [۳]. یک گروه تحقیقاتی از این ویژگی جهت از بین بردن سلول‌های سرطانی بهره بردند [۴]. تابش گرما از نانو ذره‌ی طلا در تله‌ی نوری می‌تواند گرمای لازم برای انبساط غشاء و ترکیب دو سلول را فراهم آورد [۵].

در این مقاله، آبدانک‌هایی با برچسب فلوئورسانس تولید شد تا با استفاده از روش میکروسکوپی فلوئورسانس، غشاء و همچنین آبدانک‌های بسیاز ریز از مرتبه‌ی چند ده تا چند صد نانومتر که لیپوزوم نام دارند را به خوبی مشاهده کنیم. در ادامه با تله‌اندازی نانوذارت طلای ۱۰۰ نانومتری و وارد کردن آن‌ها به غشا آبدانک توسط انبرک نوری، نیروی اعمال شده به غشا را مورد مطالعه قرار دادیم.

۲. آزمایش

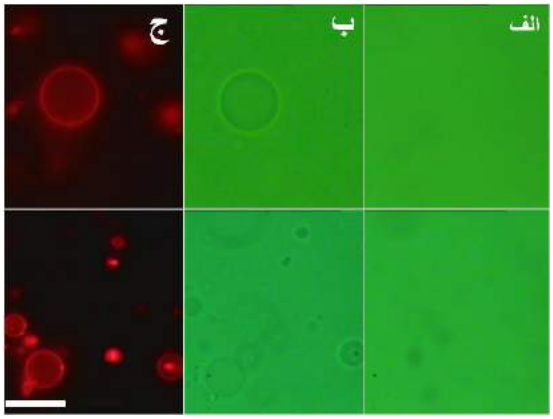
اساس کار انبرک نوری بر پایه‌ی نور لیزر کانونی شده در نمونه است. در چیدمان این آزمایش لیزر Nd:Yag با طول موج ۱۰۶۴ نانومتر، توسط عدسی شیئی با گشودگی عددی ۱/۳ و بزرگنمایی ۱۰۰ برابر، بر روی نمونه کانونی می‌شود. جابه‌جایی نمونه توسط دستگاه پیزوالکتریک با دقت چند ده نانومتری انجام می‌گیرد. پراش نور لیزر عبوری از نمونه، توسط عدسی چگالنده میکروسکوپ، جمع شده و پس از برخورد به یک آینه‌ی دورنگی به سمت فوتودیود چهارتایی هدایت می‌شود. ثبت تغییرات ولتاژ ناشی از افت و خیز ذره در تله نوری توسط فوتودیود، اولین گام جهت اندازه‌گیری نیرو است. اطلاعات بیشتر در مورد چیدمان آزمایش را می توان در مرجع [۶] یافت.

برای مشاهده‌ی نمونه‌های زیستی که اندازه‌هایی از مرتبه‌ی میکرومتر و کوچتر دارند، از روش‌هایی مانند، میکروسکوپی تباین فاز و میکروسکوپی فلوئورسانس استفاده می‌شود. در میکروسکوپی فلوئورسانس، بسته به اینکه ماده فلوئورفور چه طول موجی را جذب و بازتاب کند، فیلترها و آینه‌های متفاوتی در مسیر نوردهی و تصویرسازی، به‌کار می‌روند [۷]. ما در این آزمایش از ماده‌ی فلوئورفور Texas Red DHPE استفاده کردیم. طول موج برانگیختگی این ماده ۵۸۳ نانومتر و طول موج تابشی آن ۶۰۱ نانومتر است. این ماده از شرکت Invitrogenخریداری شد. در این آزمایش آبدانک‌هایی با ۰/۳ درصد Texas Red تولید شد. در این مرحله آبدانک‌ها با استفاده از مولکول‌های لیپیدی PC از روش الکتروفرمیشن تولید شدند [۸].

شکل ۱ تصاویر آبدانک با برچسب فلوئورسانس را که در آزمایشگاه انبرک نوری دانشگاه تحصیلات تکمیلی زنجان تولید شده است، نشان می‌دهد. در این شکل نمایانی تصویر در سه روش میکروسکوپی نوری متفاوت میدان روشن، تباین فازی و فلوئورسانسی مقایسه می‌شوند. اساس کار میکروسکوپی میدان روشن، همچون میکروسکوپی نوری

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

معمولی است، اما در میکروسکوپی تباین فازی، از یک حلقه‌ی فازی قبل از چگالنده‌ی نوری و یک عدسی شیئی فازی استفاده می‌شود. رنگ سبز در تصویر میکروسکوپی میدان روشن و تباین فازی ناشی از حضور یک فیلتر سبز در مسیر نوردهی است. مطابق شکل ۱ در میکروسکوپی فلوئورسانس غشا آبدانک با کیفیت بهتری نمایش داده می‌شود. همچنین آبدانک‌های بسیار کوچک از مرتبه‌ی چند ده تا چند صد نانومتر، که لیپوزوم نام دارند [۸] و نمونه‌های ریز آن‌ها در میکروسکوپی تباین فازی قابل دیدن نیستند در میکروسکوپی فلوئورسانسی به وضوح دیده می‌شوند. به تله افتادن این لیپوزوم‌ها به همراه نانوذرات طلا، سبب ایجاد خطا در اندازه‌گیری نیرو می‌شود، به همین دلیل استفاده از میکروسکوپی فلوئورسانسی کمک کرد که تا حدودی از عدم حضور ذرات مزاحم در تله‌ی نوری مطمئن شویم. در صورت استفاده از روشی غیر از میکروسکوپی فلوئورسانسی، انجام آزمایش‌های اینچنینی با خطای زیادی همراه بود. در این بررسی از نانوذرات طلای ۱۰۰ نانومتری در تله نوری استفاده کردیم، تا نیروی لازم برای ورود یک نانوذره به غشاء را اندازه‌گیری کنیم. به‌منظور دستکاری آبدانک با استفاده از انبرک نوری، باید آبدانک را در محلی ثابت چسباند تا در صورت نزدیک شدن لیزر، به سمت آن کشیده نشود. به همین منظور برای رقیق کردن نمونه، از محلول قطبی متفاوت و با وزن مولکولی سبک‌تر نسبت به محلول قطبی درون آبدانک استفاده کردیم، تا آبدانک‌ها در محفظه‌ی نمونه ته‌نشین شوند. محلول قطبی که جهت تورم‌دهی در مرحله تولید آبدانک استفاده می‌شد، ساکاروز با وزن مولکولی $\frac{gr}{mol}$ ۳۴۲/۲۷۹ و غلظت ۳۰۰ میلی‌مولار بود. سوربیتول با وزن $\frac{gr}{mol}$ ۱۸۲/۱۷۰ (و غلظتی مشابه، جهت ایجاد تعادل در فشار اسمزی) گزینه‌ی مناسبی بود که برای محلول قطبی محیط بیرون آبدانک به کار برده شد. برای چسباندن آبدانک از نمک PBS استفاده شد. در مرحله‌ی بعدی در محیطی که حاوی نانوذرات طلا و آبدانک است، بعد از



شکل 1: تصویر برداری از دو نمونه آبدانک خاص(هر کدام در یک سطر) با سه روش میکروسکوپی الف) میدان روشن، ب) تباین فازی و ج) فلوئورسانس. همانطور که در شکل نیز مشخص است روش میکروسکوپی میدان روشن برای مشاهده‌ی این نمونه‌ی زیستی مناسب نیست. در روش تباین فازی آبدانک تا حد خوبی نمایان می‌شود. اما در روش میکروسکوپی فلوئورسانسی علاوه بر آبدانک‌های کوچک، لیپوزوم‌ها نیز قابل مشاهده هستند. مقیاس خطی در این شکل ۱۰ میکرومتر است.

پیدا کردن آبدانک مناسب و قرار دادن آن در نزدیکی کانون لیزر، مدتی زمان لازم است تا نانوذره‌ای تله‌اندازی شود. سپس با دستگاه پیزوالکتریک این ذره را به داخل آبدانک برده و طی این جابه‌جایی به صورت هم‌زمان با یک برنامه‌ی نوشته شده در نرم افزار Labview با نرخ ۲۲ KHz، افت و خیز ذره از محل تعادل در تله‌ی نوری را به شکل تغییرات ولتاژ ذخیره کردیم. جابه‌جایی پیزو، بسته به اندازه آبدانک از ۱۰ تا ۲۵ میکرومتر، متغیر بود و با سرعت ثابت $\frac{\mu m}{s}$ ۰/۲ صورت گرفت. داده‌هایی که با ماهیت تغییرات ولتاژ (V) ذخیره شده بودند، با استفاده از روابطی که در ادامه توضیح داده می‌شود، به نیرو تبدیل شدند. در انبرک نوری، تله‌ی نوری مانند یک فنر عمل می‌کند. زمانی که نیروی خارجی به ذره درون تله وارد می‌شود، ذره مقداری از محل تعادل خود جابه جا شده و تله‌ی نوری نیرویی بازگرداننده متناسب با اندازه جابه‌جایی ذره از مرکز تله، به آن وارد می‌کند که با رابطه $f = -k.x$ قابل محاسبه است x جابه‌جایی ذره از تله و k ضریب سختی تله‌ی نوری است که از روابط زیر بدست می‌آید:

$$k = 2\pi\gamma f_c$$

از طرفی میزان جابه‌جایی در تله‌ی نوری با ضریب β به شکل $x = \beta \times V$ به ولتاژ مربوط می‌شود. γ ضریب اصطکاک و f_c فرکانس گوشه‌ی ذره در تله است که با برنامه‌ای در نرم افزار Matlab ، برای هر ذره‌ی خاص، به

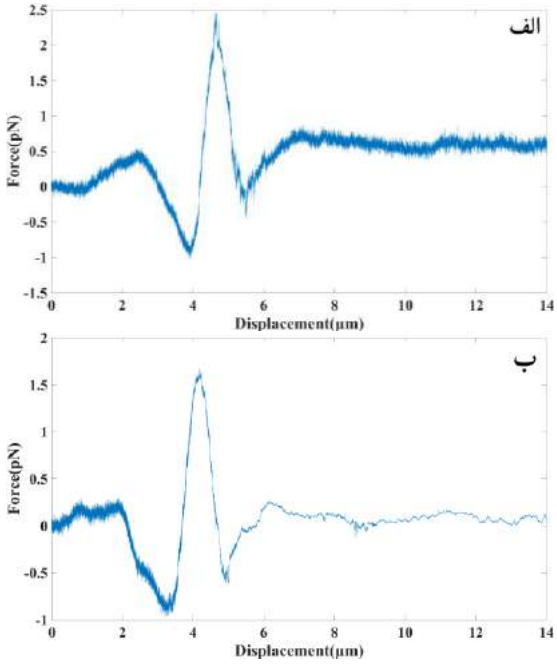
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

صورت جداگانه محاسبه می‌شود.

$$\gamma = 6\pi\eta a \quad \text{و} \quad \beta = \sqrt{\frac{K_B T}{\gamma} D_v}.$$

در این رابطه $\eta = 10^{-9}\frac{pN.s}{nm^2}$ گرانروی سیال(آب)، a شعاع ذره به اندازه‌ی ۵۰ نانومتر، $K_B T = 4pN.nm$ و D_v ضریب پخش ذره است.

ما بعد از تله‌اندازی نانوذره و ورود آن به درون آبدانک و محاسبه‌ی نیرو، نمودار نیرو برحسب مکان را رسم کردیم.



شکل 2: الف و ب) نمودار نیرو بر حسب جابه‌جایی، برای ورود نانوذره‌ی ۱۰۰ نانومتری تله اندازی شده به آبدانک برای دو آزمایش متفاوت. توان درون نمونه ۳۰ میلی‌وات بود.

شکل۲ نمودار نیرو_جابه‌جایی را برای ورود دو نانوذره‌ی طلای ۱۰۰ نانومتری متفاوت، به داخل دو آبدانک مختلف نشان می‌دهد. قطر آبدانک‌ها در حدود ۲۰ میکرومتر بود. رفتار نیرو در هر دو آزمایش از یک الگو پیروی می‌کند. در این آزمایش توان لیزر درون نمونه ۳۰ میلی‌وات تنظیم شده بود. تعیین دما و میزان حرارت تولید شده در ابعاد نانومتری، کار آسانی نیست. طبق مشاهدات ما این میزان توان مصرفی، سبب تغییر شکل اساسی، ترکیدن و یا تخریب آبدانک نشد. ما انتظار داریم لحظه‌ی ورود نانوذره به غشا، از طرف غشا، نیرویی به نانوذره‌ی تله اندازی شده وارد شود. همانطور که در شکل ۲ مشاهده می‌شود، این افزایش نیرو از مرتبه‌ی ۲ پیکو نیوتن است. اما قبل از ورود نانوذره به غشاء با نیرویی منفی مواجه می‌شویم که احتمالا ناشی از کشیده شدن سطح غشاء به سمت تله‌نوری و افت و خیز غشاء در تله است. نوسانات نیرو در شکل ۲ب از مکان ۵ میکرومتر به بعد کاهش یافته است. عواملی از قبیل تفاوت گرانروی سیال داخل و خارج آبدانک و کشیده شدن دنباله‌ای از غشاء، می‌تواند در کاهش افت و خیز ذره در تله و در نتیجه، کاهش نوسانات نیرو موثر باشد، که برای بدست آوردن نتیجه‌ای دقیق‌تر، این مساله در دست بررسی است.

۳. نتیجه‌گیری

ما در این آزمایش از طریق ساخت آبدانک با برچسب فلوئورفور و به‌کار بردن میکروسکوپی فلوئورسانسی، نمایانی تصویر را افزایش داده و سعی کردیم با مشاهده‌ی لیپوزوم‌های ریز از عدم حضور آنها در تله‌ی نوری اطمینان حاصل کنیم و خطای این گونه بررسی‌ها را کاهش دهیم. از طرفی با وارد کردن نانوذره‌ی طلای ۱۰۰ نانومتری به دورن آبدانک، نیروی لازم برای عبور نانوذره‌ی فلزی از غشاء را مورد مطالعه قرار دادیم. نتایج اولیه‌ی این آزمایش، افزایش نیرو از مرتبه‌ی ۱-۲ پیکو نیوتن را نشان می‌دهد.

سپاسگزاری

با تشکر از مهسا سلامی که در مراحل مهم اولیه آزمایش کمک شایانی کردند.

مراجع

[1] Heimburg, T. R. (2007). Thermal biophysics of membranes.
[2] Hajizadeh, F., & Reihani, S. N. S. (2010). Optimized optical trapping of gold nanoparticles. *Optics express*, *18*(2), 551-559.
[3] Kyrsting, A., Bendix, P. M., Stamou, D. G., & Oddershede, L. B. (2010). Heat profiling of three-dimensionally optically trapped gold nanoparticles using vesicle cargo release. *Nano letters*, *11*(2), 888-892.
[4] Li, M., Lohmuller, T., & Feldmann, J. (2014). Optical injection of gold nanoparticles into living cells. *Nano letters*, *15*(1), 770-775.
[5] Rørvig-Lund, A., Bahadori, A., Semsey, S., Bendix, P. M., & Oddershede, L. B. (2015). Vesicle fusion triggered by optically heated gold nanoparticles. *Nano letters*, *15*(6), 4183-4188.
[6] Samadi, A., & Reihani, N. S. (2010). Optimal beam diameter for optical tweezers. *Optics letters*, *35*(10), 1494-1496.
[7] Murphy, D. B. (2002). Fundamentals of light microscopy and electronic imaging. John Wiley & Sons.
[8] Angelova, M. I., & Dimitrov, D. S. (1986). Liposome electroformation. *Faraday discussions of the Chemical Society*, *81*, 303-311.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

اثر طول RW و زاویه قسمت مخروطی بر کیفیت پرتو و چگالی جریان آستانه در لیزر دیودهای مخروطی شکل پر توان

[۱و۲]آرش هدائی، [۱]وحید احمدی و [۳]غلامرضا عباییانی

[۱]دانشگاه تربیت مدرس، تهران، ایران
[۲]مرکز علوم و فنون لیزر ایران، تهران
[۳]پژوهشکده فوتونیک و فناوری‌های کوانتومی، پژوهشگاه علوم وفنون هسته‌ای، انتهای خیابان کارگر شمالی، تهران

چکیده – اثر طول *RW* و زاویه‌های کاواک مخروطی بر کیفیت پرتو و جریان آستانه در لیزر دیود مخروطی شکل تک چاه کوانتومی $Al_{0.07}Ga_{0.93}As$ در طول موج ۸۰۸ نانومتر شبیه‌سازی و مورد بررسی قرار گرفت. نتایج در توان نوری ۱ وات نشان می‌دهد فاکتور *M2* در زاویه 3° تقریبا برابر ۳ و با افزایش زاویه مخروطی، با شیب ۰٫۲۱، ۰٫۱۸ و ۰٫۰۸ به ترتیب برای لیزرهای با طول *RW* برابر ۵۰۰، ۷۵۰ و ۱۰۰۰ میکرومتر افزایش می‌یابد. همچنین چگالی جریان آستانه با افزایش زاویه مخروطی در لیزرهای با طول *RW* برابر ۵۰۰، ۷۵۰ و ۱۰۰۰ میکرومتر به ترتیب از ۸۵۰ به ۶۳۰(A/cm^2) ، از ۷۳۰ به ۵۷۰(A/cm^2) و از ۵۲۰ به ۳۳۰(A/cm^2) تقریبا به‌صورت خطی و با شیب یکسان کاهش یافته است.

کلید واژه- چگالی جریان آستانه ، کیفیت پرتو، لیزر دیودهای پر توان مخروطی شکل

Effect of RW length and taper angle on beam quality and threshold current density in high power tapered diode lasers

Arash Hodaei[1], Vahid Ahmadi[2], and Gholamreza Abaeiani[3]
[1]Tarbiat Modares University, Tehran, Iran
[2]Iranian National Center for Laser Science and Technology, Tehran
[3]Photonics and Quantum Technologies School, Nuclear Science and Technology Research Institute, North Kargar, Tehran

Abstract- The effect of RW length and taper angle on the beam quality and threshold current density of a SQW $Al_{0.07}Ga_{0.93}As$ 808 nm high power tapered laser diode is investigated by simulation. Results in an output optical power of 1 W shows that in taper angle of 3°, M2 factor is about 3 and in wider angles (4,5,6) ,in RW lengths of 500, 750 and 1000 μm, is increased with the slope of 0.21, 0.18 and 0.08 respectively. Threshold current density is linearly decreased in wider taper angles from 850 to 630 (A/cm^2), from 730 to 570 (A/cm^2) and from 520 to 330 (A/cm^2) in laser diodes with RW lengths of 500, 750 and 1000 μm respectively.

Keywords: Beam quality, Threshold current density, High power tapered laser diode

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

لیزر دیودهای پر توان به دلیل بازده تبدیل الکترو- اپتیکی بالا ، اندازه کوچک و هزینه‌های کم به‌صورت مستقیم، تزویج به فیبر نوری و غیره در صنایع مختلف از جمله مخابرات، پزشکی، خودروسازی و ... به‌کار می‌روند[۱، ۲].

کیفیت پرتو لیزرهای دیودی نواری[1] متداول در راستای جانبی[2]جهت تزویج به فیبر نوری مناسب نیست. جهت سنجش کیفیت پرتو از فاکتور M2[3] استفاده می‌شود که هر چه این فاکتور به یک نزدیک‌تر باشد پرتو گاوسی‌تر است[۳]. یکی از راه‌های افزایش کیفیت پرتو استفاده از ساختار مخروطی شکل است [۳، ۴،۵].

تاکنون تحقیقات گسترده‌ای مبتنی بر اثر پارامترهای مختلف (طول و عرض کاواک و زاویه کاواک مخروطی و ...) بر کیفیت پرتو خروجی لیزر دیودهای کاواک مخروطی شکل با ساختارهای رونشستی متفاوت صورت گرفته است [۳، ۴،۶].

در این تحقیق علاوه بر اثر طول RW[4] و زاویه قسمت مخروطی شکل(θ) کیفیت پرتو در راستای محور کند، تاثیر پارامترهای مذکور بر جریان آستانه نیز شبیه‌سازی و بررسی شده است. نتایج حاصله می تواند برای ساخت لیزر دیود مخروطی شکل، برای اولین بار در داخل کشور، به کار گرفته شود.

۲- ساختار و روش شبیه‌سازی

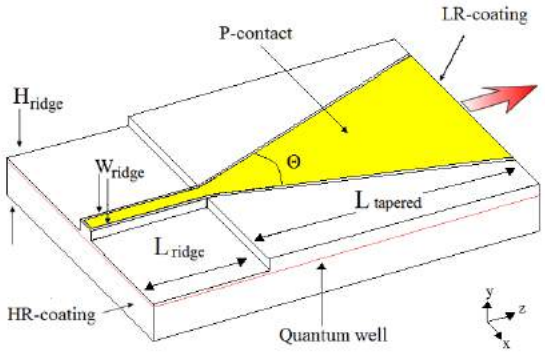
ساختار مخروطی شکل از دو قسمت تشکیل شده است. قسمت RW با عرض ۲-۵ میکرومتر به‌عنوان فیلتر مدهای جانبی مرتبه بالاتر از ۱ و قسمت مخروطی شکل به‌عنوان تقویت کننده توان عمل می‌کند [۳، ۴، ۵].

شبیه سازی لیزر دیودی مخروطی شکل با استفاده از نرم افزار آرسافت (نسخه ۲۰۱۳) انجام شد. توزیع میدان دور و فاکتور M2 با استفاده از استاندارد ISO 11146 با کدنویسی در نرم‌افزار متلب (نسخه ۲۰۱۵) محاسبه شد.

پارامترهای شبیه سازی لیزر دیودهای مخروطی سری نوع A، B و C با توجه به شکل ۱، در جدول ۱ ذکر شده است. طول موج خروجی در هر دو ساختار ۸۰۸ نانومتر است.

جدول ۱: پارامترهای شبیه سازی لیزر دیودی مخروطی

Type	A	B	C
W_{ridge} [μm]	3	3	3
H_{ridge} [μm]	2.2	2.2	2.2
L_{ridge} [μm]	500	750	1000
L_{taper} [μm]	1000	1000	1000
Θ [degree]	3, 4, 5, 6	3, 4, 5, 6	3, 4, 5, 6
R_b	0.95	0.95	0.95
R_f	0.05	0.05	0.05



شکل ۱: نمایی از لیزر دیودی مخروطی شکل شبیه‌سازی شده

جدول ۲: ساختار رونشستی کاواک لیزر

لایه	آلایش [cm^{-3}]	ضخامت [μm]	ماده
اتصال فلزی p			
لایه تماسی P^+	۲×۱۰^۱۹	۰,۲	GaAs
غلاف p	۲×۱۰^۱۸	۱	$Al_{0.5}Ga_{0.5}As$
موجبر p		۰,۵	$Al_{0.3}Ga_{0.7}As$
چاه کوانتومی		۰,۰۱	$Al_{0.07}Ga_{0.93}As$
موجبر n		۰,۵	$Al_{0.3}Ga_{0.7}As$
غلاف n	۲×۱۰^۱۸	۱	$Al_{0.5}Ga_{0.5}As$
زیرلایه n	۸×۱۰^۱۸	۱۰۰	GaAs
اتصال فلزی n			

مش‌بندی الکتریکی در راستای x و y به‌صورت غیر یکنواخت به ترتیب ۰,۲-۱ و ۰,۰۰۱-۰,۴ میکرمتر و در راستای z به صورت یکنواخت ۰,۱ میکرومتر در نظر گرفته شده است. مواد، ضخامت و مقدار آلایش ساختار رونشستی در شبیه سازی لیزر دیود در جدول ۲ آورده شده است.

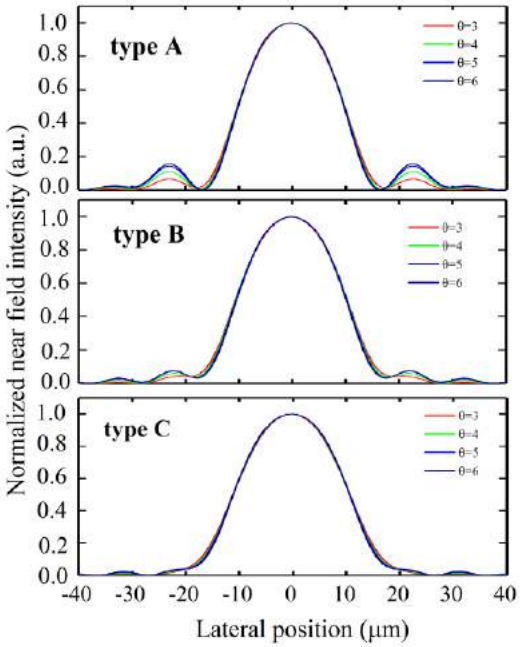
۳- نتایج و بحث

میدان نزدیک و دور سه نوع لیزر A، B و C با عرض

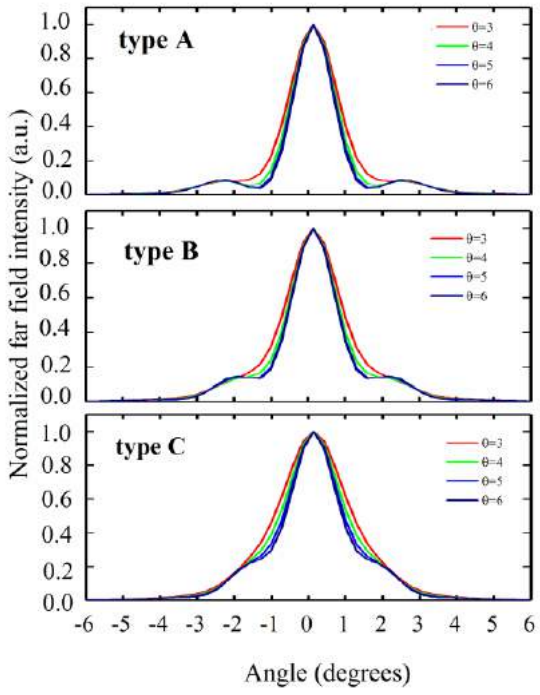
[1] Stripe
[2] Lateral
[3] M2 factor
[4] Ridge waveguide

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

W_{ridge}=۳μm و R_f=۰,۰۵ در توان اپتیکی ۱ وات به ترتیب در شکل ۲ و شکل ۳ نشان داده شده‌اند.



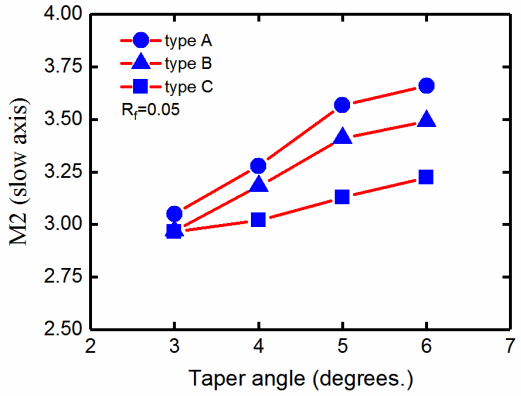
شکل ۲: شدت میدان نزدیک بر حسب مکان در جهت جانبی در لیزر دیودهای مخروطی نوع A (دایره)، نوع B (وسط) و نوع C (پایین) با W_{ridge}= ۳ μm، R_f=۰,۰۵ و توان خروجی ۱ وات



شکل ۳: شدت میدان دور بر حسب زاویه قسمت مخروطی در لیزر دیودهای مخروطی نوع A (دایره)، نوع B (وسط) و نوع C (پایین) با W_{ridge}= ۳μm، R_f=۰,۰۵ و توان خروجی ۱ وات

لوب‌های جانبی در میدان نزدیک در هر دو نوع لیزر مشاهده می‌شود ولی شدت آنها با افزایش طول RW کم می‌شود. همچنین با افزایش زاویه قسمت مخروطی شدت لوب‌ها افزایش می‌یابد. هرچه شدت لوب‌های جانبی در میدان نزدیک کمتر باشد توزیع شدت میدان دور گاوسی‌تر می‌شود.

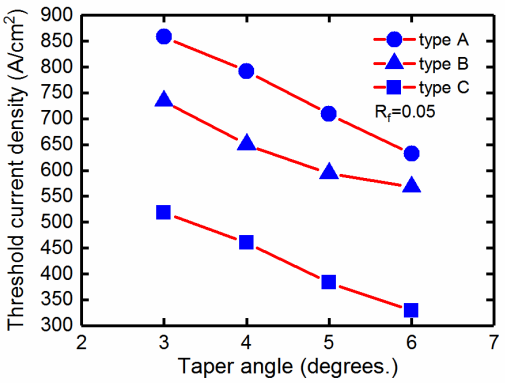
افزایش شدت لوب‌های جانبی در لیزر نوع A و B می‌تواند به این دلیل باشد که با توجه به کوتاه بودن طول کاواک لیزر نوع A نسبت به نوع B، مدهای مرتبه بالاتر که در قسمت مخروطی ظاهر می‌شوند، هنگام انتشار رو به عقب، کاملاً میرا نمی‌شوند و می‌توانند در فست عقبی بازتاب شوند [۶]. همان‌طور که در شکل ۴ مشاهده می‌شود، این امر منجر به افزایش فاکتور M2 می‌شود و کیفیت پرتو در لیزر نوع A و B کاهش می‌یابد. شیب افزایش فاکتور M2 با افزایش زاویه قسمت مخروطی، در لیزرهای نوع A، B و C به ترتیب برابر با ۰,۲۱، ۰,۱۸ و ۰,۰۸ و تقریبا خطی است. افزایش فاکتور M2 در لیزر نوع C، از ۲,۹۶ در زاویه ۳° به ۳,۲۲ در زاویه ۶° می رسد که حاکی از کاهش ۸,۷٪ کیفیت پرتو این زاویه نسبت به زاویه ۳° است.



شکل ۴: فاکتور M2 بر حسب زاویه قسمت مخروطی در لیزر دیودهای مخروطی نوع A (دایره)، نوع B (مثلث) و نوع C (مربع) با W_{ridge}= ۳μm، R_f=۰,۰۵ و توان خروجی ۱ وات

شکل ۵ چگالی جریان آستانه (J_{th}) نسبت به افزایش زاویه قسمت مخروطی را نشان می‌دهد که از ۸۵۰ به ۵۷۰ (A/cm^2) در لیزر نوع A ، از ۷۳۰ به ۶۳۰ (A/cm^2) در لیزر نوع B و از ۵۲۰ به ۳۳۰ (A/cm^2) در لیزر نوع C تقریبا به‌صورت خطی کاهش یافته است و در مجموع J_{th} در لیزر نوع C کمتر از نوع A و B است که به دلیل رابطه معکوس تلفات آینه با طول کاواک است. جریان آستانه زاویه ۶° در لیزر نوع C نسبت به زاویه ۳°، ۴۲٪ کاهش یافته است.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد



شکل ۵: چگالی جریان آستانه بر حسب زاویه قسمت مخروطی در لیزر دیودهای مخروطی نوع A (دایره)، نوع B (مثلث) و نوع C (مربع) با W_{ridge}=۳μm ،R_f=۰,۰۵

۴- نتیجه‌گیری

مقایسه سه نوع لیزر مذکور نشان می‌دهد که طول کاواک در لیزر دیود مخروطی بر کیفیت پرتو خروجی و چگالی جریان آستانه اثر می‌گذارد. افزایش فاکتور M2 نسبت به افزایش زاویه قسمت مخروطی نسبتا خطی است ولی شیب آن در لیزر نوع C برابر با ۰,۰۸ است. کیفیت پرتو در لیزر نوع C در زاویه °۶، بهتر از نوع A و B و جریان آستانه در آن نسبت به زاویه °۳، ٪۴۲ کاهش یافته است. نهایتا با توجه کاهش جریان آستانه در زاویه °۶ نسبت به زوایای دیگر و بهبود کیفیت در لیزرهای با طول RW برابر با μm ۱۰۰۰، لیزر دیود مخروطی نوع C با زاویه مخروطی ۶ درجه جهت ساخت مناسب به‌نظر می‌رسد.

سپاسگزاری

در انتها از کارشناسان مرکز ملی علوم و فنون ایران که در طی مراحل این پژوهش ما را یاری کردند قدردانی می‌شود.

مراجع

[1] J. J. Lim, T. M. Benson, and E. C. Larkins, “Design of Wide-Emitter Single-Mode Laser Diodes” IEEE J. OF QUANT. ELECTRON., VOL. 41, NO. 4, APRIL 2005.
[2] A. Seyedfaraji, V. Ahmadi, M. Noshiravani, " Stable high optical power in quantum well lasers with profiled reflection and tapered structures", Opt Quant Electron, 45:401–410, 2013.
[3] B. Sumpf, K.-H. Hasler, P. Adamiec, F. Bugge, F. Dittmar, J. Fricke, H. Wenzel,M. Zorn, G. Erbert, and G. Trankle, "High-Brightness Quantum Well Tapered Lasers” IEEE J. SEL. TOPICS IN QUANTUM ELECTRON., VOL. 15, NO. 3, 2009.
[4] K. nyrenda, S. Bull, J. J. Lim, K. Hasler, J. Fricke, E. Larkins, "Factors influencing brightness and beam quality of conventional and distributed Bragg reflector tapered laser diodes in absence of self-heating" IET Optoelectron., Vol. 8, Iss. 2, pp. 99-107, 2014.
[5] A. Muller, J. Fricke, F. Bugge, O. Brox, G. Erbert, “DBR tapered diode laser with 12.7 W output power and nearly diffraction-limited, narrowband emission at 1030 nm” Appl. Phys. B, 122:87, 2016
[6] H. Wenzel, B. Sumpf, G. Erbert, “ High brightness diode lasers” C. R. Physique 4, pp. 694-661, 2003.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

مطالعه نظری تاثیر توزیع اتمی در فرایند تبدیل بالای فرکانس با یون لانتانیدی از طریق حل رایانه ای معادلات آهنگ

مسعود رضوانی جلال[۱]، مرضیه ایمانی حیدر آباد[۱] و میترا پوری[۲]

[۱] گروه فیزیک دانشگاه ملایر، ملایر

[۲] دانشگاه آزاد اسلامی، واحد اراک، گروه فیزیک، اراک

چکیده – در این مقاله فرایند تبدیل بالای فرکانسی بر اساس یون های لانتانیدی و اینکه نحوه توزیع آنها چه تاثیری می تواند در توان خروجی داشته باشد مورد بررسی نظری قرار می گیرد. ابتدا معادلات آهنگ حاکم بر جمعیت ترازهای انرژی هر یون به نحوی که به مکان آن حساس باشند ساخته می شوند. سپس حل عددی تعداد زیادی معادله آهنگ به هم جفت شده (به تعداد یون های موجود در محیط) با استفاده از یک برنامه رایانه ای به دست می آید. محاسبات نشان می دهند که توان خروجی بسته به چگونگی جای گیری یون ها می تواند مقادیر مختلف گسسته ای داشته باشد. تعداد این مقادیر و فاصله آنها با اندازه محیط، به ترتیب، افزایش و کاهش پیدا می کند. در طول های ماکروسکوپی، توان خروجی بر حسب توزیع یون ها یک شکل متقارن و پیوسته به خود می گیرد.

کلید واژه- تبدیل فرکانس بالا، توزیع اتمی، معادلات آهنگ، یون لانتانیدی.

Theoretical Study of the Atomic Distribution Effect in Lanthanide Ion Frequency Up-Conversion through Computational Solving of the Rate Equations

Masoud Rezvani Jalal[1], Marziyeh Imani Heidarabad[1], and Mitra Pouri[2]

[1] Department of Physics, Malayer University, Malayer

[2] Islamic Azad University, Arak Branch, Department of Physics, Arak

Abstract- In this paper the frequency up-conversion process based on the Lanthanide ions and the effect of their distribution on the output power is considered. First, the rate equations governing the energy level populations of each ion are constructed in such a way that it can be sensitive to its location. Then, the numerical solution of many coupled rate equations (with the number of ions existent in the medium) is obtained using a computer program. Computations show that the output power can have different discrete values depending on the ions locations. The number of these discrete values increases and their distance decreases with the medium size, respectively. At the macroscopic lengths, the output power in terms of the ion distributions takes a symmetric and continuous shape.

Keywords: Frequency up-conversion, Atomic distribution, Rate equations, Lanthanide ion.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

مقدمه

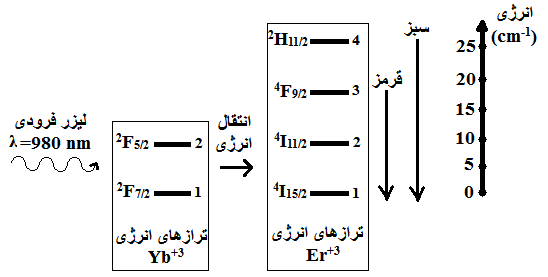
لیزرها منابع نوری کارآمد در علوم و فناوری می باشند. یکی از محدودیت های محیط های فعال لیزری این است که فقط در فرکانس های خاصی قابلیت لیزدهی دارند و کوک پذیری آنها در تولید فرکانس های دیگر نیز بسیار کم است. خوشبختانه با روش های خاصی می توان از لیزرهای موجود استفاده کرده و نور لیزری در نواحی طیفی دیگر ایجاد کرد. از این روش ها می توان به فرایند های اپتیکی غیر خطی مانند تولید هارمونیک، تولید فرکانس جمع و تبدیل بالای فرکانسی اشاره کرد. در فرایند تبدیل بالای فرکانسی با یون های لانتانیدی، دو یا چند فوتون از نور فرودی توسط یون لانتانیدی خاصی (به نام حساسگر) جذب می شوند و انرژی آنها به یون لانتانیدی دیگری (معروف به فعالگر) منتقل شده و در آن ذخیره می گردد. یون فعالگر نیز این انرژی ذخیره شده را به شکل فوتونی با فرکانس بالاتر از فرکانس فوتون های فرودی آزاد می کند. سازوکار تبدیل بالای لانتانیدی در بین سایر فرایند آنتی استوکس به خاطر عدم نیاز به شدت های بالای لیزری و روش های پیچیده تطبیق فازی از سهولت آزمایشگاهی بالایی برخوردار است [۱و۲].

یکی از روش های مطالعه فرایند تبدیل بالای لانتانیدی استفاده از معادلات آهنگ حاکم بر جمعیت ترازهای انرژی حساسگر و فعالگر است. در مقاله حاضر نیز از همین روش برای بررسی تاثیر نحوه توزیع یون های لانتانیدی بر فرایند تبدیل بالا استفاده می گردد. از آنجا که در معادلات آهنگ متداول (که برای محیط های ماکروسکوپی طراحی شده اند) فقط چگالی یون ها حضور دارد و هیچ نشانی از نحوه قرار گیری اتم ها در آنها وجود ندارد ابتدا باید معادلات به گونه ای تغییر یابند که به نحوه توزیع اتم ها وابسته شوند. با حل چنین معادلات حساس به موقعیت اتم ها می توان تاثیر توزیع اتمی در فرایند تبدیل بالا را مطالعه کرد [۳].

ساختار مقاله بدین صورت است که ابتدا معادلات آهنگ مناسب ساخته می شوند. سپس، این معادلات به صورت عددی با استفاده از محاسبات رایانه ای حل می شوند و نتایج به دست آمده مورد بحث و بررسی قرار می گیرد. در نهایت هم جمع بندی و نتیجه گیری ارائه می گردد.

فرمول بندی و حل عددی

محیطی که در آن تبدیل بالای لانتانیدی قابل انجام است از یک ماده بلوری میزبان (مانند $NaYF_4$ با ساختار شش گوشی) که در آن یون لانتانیدی خاصی در نقش حساسگر (مانند یون ایتربیوم Yb^{+3}) و یون لانتانیدی دیگری در نقش فعالگر (مانند یون اربیوم Er^{+3}) آلاییده شده اند تشکیل می شود. این یون های ناخالصی جایگزین بعضی از یون های Y^{+3} بلور میزبان می شوند. در شکل ۱ طرح واره ساده ای از ترازهای انرژی یون ایتربیوم و یون اربیوم نشان داده شده است. مکانیسم فرایند به این صورت است که انرژی نور فرودی (با فرکانس فروسرخ) توسط یون های Yb^{+3} جذب می شود. سپس این انرژی به یون های فعالگر Er^{+3} انتقال می یابد. فعالگر نیز به خاطر داشتن ساختار نردبانی ترازهای انرژی می تواند انرژی های دریافتی را ذخیره کرده و در نهایت آنها را به صورت تک فوتونی با فرکانس بیشتر (قرمز، سبز و ..) گسیل کند. غلظت یون های ناخالصی در مقایسه با یون میزبان کم است و برای داشتن بیشترین انتقال انرژی نیز باید غلظت فعالگر Er^{+3} از غلظت Yb^{+3} کمتر باشد. فرمول نوعی برای یک محیط تبدیل بالای لانتانیدی به صورت $NaY_{80\%}Yb_{18\%}Er_{2\%}F_4$ است [۴].



شکل ۱: طرحواره ساده شده ای از ترازهای انرژی یون حساسگر Yb^{+3} و یون فعالگر Er^{+3} در مکانیسم تبدیل بالای لانتانیدی.

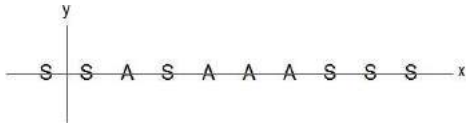
معادلات آهنگی که برای بررسی این فرایند موجود می باشد برای محیط های ماکروسکوپی طراحی شده است به این معنی که در ساخت آنها برهمکنش ها به صورت میانگین لحاظ گردیده و هیچ قابلیتی در آنها برای تغییر توزیع فضایی حساسگرها و فعالگرها وجود ندارد [۴]. این در حالی است که در محیط های میکروسکوپی و نانومقیاس که تعداد اتم ها قابل شمارش است نحوه توزیع اتمی می تواند تاثیر گذار باشد. به همین دلیل بهتر است که برای تک تک یون ها یک معادله آهنگ نوشت و همه

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

آنها را با هم حل کرد. البته انجام چنین کاری برای یک محیط ماکروسکوپی که در آن تعداد 10^{23} یون وجود دارد است با هیچ رایانه ای امکان پذیر نیست ولی برای محیط های نانومقیاس تعداد این معادلات آن قدر کم است که می شود با یک رایانه آنها را حل کرد.

معادلات آهنگ

برای سادگی فرض می شود که توزیع یون ها فقط در یک راستا (مثلاً محور x) مد نظر قرار دارد. هر حساسگر (S) و یا فعالگر (A) در یک توزیع اختیاری بسته به اینکه همسایگان چپ و راستش چه باشند دارای معادلات آهنگ متفاوتی خواهد بود. به عنوان مثال قسمتی از یک توزیع دلخواه در شکل ۲ نشان داده شده است.



شکل ۲: قسمتی از یک توزیع اختیاری از حساسگر های S و فعالگر های A روی محور x.

معادلات آهنگ حاکم بر ترازهای انرژی حساسگر و فعالگر با معلوم شدن نوع همسایگان به سادگی قابل ساخت هستند. برای مثال معادله حاکم بر تراز ۲ حساسگر S واقع در جایگاه i محور x که سمت چپش (جایگاه i-1) فعالگر A و سمت راستش (جایگاه i+1) حساسگر S باشد به صورت زیر نوشته می شود [۳]:

$$\begin{aligned}\frac{dN_{S2,i}}{dt} &= \sigma_{S1,S2}\frac{I\lambda}{hc}N_{S1,i} \\ &+T_{A2,S1}N_{A2,i-1}N_{S1,i}-T_{S2,A1}N_{S2,i}N_{A1,i-1} \\ &-T_{S2,A2}N_{S2,i}N_{A2,i-1}-T_{S2,A3}N_{S2,i}N_{A3,i-1} \\ &-W_{S2,S1}N_{S2,i}+M_{S2,S1}(-N_{S2,i}N_{S1,i+1}+N_{S2,i+1}N_{S1,i})\end{aligned} \qquad (۱)$$

که در آن $\sigma_{S1,S2}$ سطح مقطع جذب تراز ۱ به ۲ حساسگر، I و λ، به ترتیب، شدت و طول موج لیزر فرودی، $T_{S2,An}$ ضریب انتقال از تراز ۲ حساسگر به تراز n فعالگر، $W_{S2,S1}$ آهنگ واهلش تراز ۲ به ۱ حساسگر، و $M_{S2,S1}$ ضریب مهاجرت انرژی از تراز ۲ یک حساسگر به تراز ۱ حساسگر دیگر است. مشابه همین کار را می توان برای ترازهای انرژی یک فعالگر A، مثلاً تراز ۳، که در جایگاه j قرار گرفته و، بر فرض مثال، سمت چپ آن یک حساسگر S و سمت راست آن یک فعالگر A باشد انجام داد:

$$\begin{aligned}\frac{dN_{A3,j}}{dt} &= -(W_{A3,A1}+W_{A3,A2})N_{A3,j}+W_{A4,A3}N_{A4,j} \\ &-T_{S2,A3}N_{S2,j-1}N_{A3,j}+T_{S2,A2}N_{S2,j-1}N_{A2,j} \\ &-T_{A3,A1}N_{A3,j}N_{A1,j+1}\end{aligned} \qquad (۲)$$

چنین معادلاتی برای دیگر ترازها با هر ترکیب همسایه ای به سادگی قابل نوشتن هستند. در ساخت این معادلات تمام کانال های ورود و خروج ممکن برای تراز مورد نظر لحاظ شده اند. با انجام چنین کاری برای هر توزیع مد نظر که شامل N_S حساسگر و N_A فعالگر باشد تعداد $3N_A+N_S$ معادله دیفرانسیل غیر خطی به هم جفت شده تشکیل می شود که می تواند به طریق عددی با روش های محاسبات رایانه ای حل شود. یک برنامه رایانه ای حجیم توسط نویسندگان مقاله حاضر در محیط متمتیکا توسعه داده شده است که با داشتن تعداد حساسگرها و فعالگرها و توزیع مورد نظر آنها، معادلات آهنگ را تشکیل داده و آنها را حل می کند. در ادامه به ذکر نتایج محاسبات پرداخته می شود.

نتایج محاسبات و بررسی آنها

برای انجام محاسبات طول های مختلفی از محیط تبدیل بالای $NaY_{80\%}Yb_{18\%}Er_{2\%}F_4$ به اندازه های دلخواه ۴۰ *nm*، ۱۲۰ *nm*، ۲۰۰ *nm* و ۰/۵ μ*m* در نظر گرفته می شود. با توجه به فاصله بین اتمی تقریبی ۰،۴ *nm* در این محیط، تعداد (N_S، N_A) برای این طول ها به ترتیب (۱۸،۲)، (۵۴،۶)، (۹۰،۱۰) و (۲۵،۲۲۵) خواهد بود. داده های تجربی این محیط لانتانیدی بر طبق مراجع در جدول ۱ آورده شده است [۴].

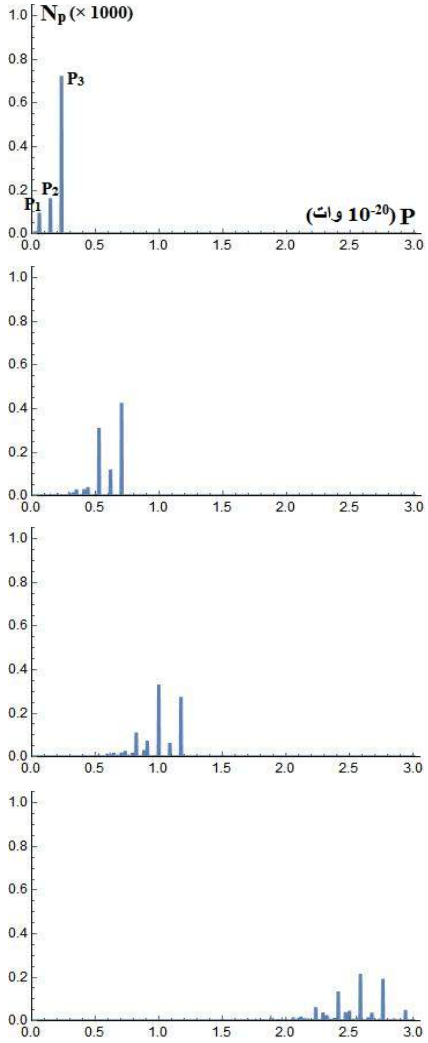
جدول ۱: داده های آزمایشگاهی برای حل عددی معادلات آهنگ.

کمیت	مقدار	کمیت	مقدار
σ	0.24×10^{-20} cm^2	$W_{i,j}$	10^4 s^{-1}
$T_{S2,Aj}$	10^{-14} s^{-1} cm^3	I	10^3 J s^{-1} cm^{-2}
$T_{Ai,Aj}$ و $T_{A2,S1}$	10^{-16} s^{-1} cm^3	$M_{S2,S1}$	10^{-16} s^{-1} cm^3

برنامه رایانه ای مذکور برای هر کدام از این طول ها، حساسگرها و فعالگرها را به طور کاملاً تصادفی توزیع می کند و جمعیت وابسته به زمان هر تراز انرژی را به دست می دهد. با داشتن این جمعیت ها به راحتی

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

می توان توان خروجی را حساب کرد. از آنجا که یک توزیع تصادفی با توزیع تصادفی دیگر متفاوت است به نظر می آید که مقدار توان خروجی هم باید وابسته به توزیع باشد. برای پاسخ به این سؤال از برنامه مذکور خواسته شد تا برای هر کدام از طول ها تعداد زیادی (در اینجا ۱۰۰۰) توزیع تصادفی ایجاد کند و توان خروجی را برای هر یک از آنها حساب نماید. برای نور قرمز (که یک فرایند دو فوتونی است و بازدهی بیشتری نسبت به نور آبی سه فوتونی دارد) تعداد توزیع بر حسب توان خروجی در شکل ۳ نشان داده شده است.



شکل ۳: تعداد توزیع (N_P) بر حسب توان خروجی P در طول های ۴۰ *nm*، ۱۲۰ *nm*، ۲۰۰ *nm* و ۰/۵ *μm* به ترتیب از بالا به پایین.

این نمودارها نشان می دهند که از ۱۰۰۰ توزیع تصادفی که، مثلاً، طول ۴۰ *nm* داشته است حدود ۱۰۰ توزیع دارای توان P_1، ۱۵۰ توزیع دارای توان P_2 و حدود ۷۵۰ توزیع نیز دارای توان P_3 بوده اند. به عبارت دیگر، طول ۴۰ *nm* فقط می تواند بسته به توزیع در یکی از سه توان گسسته P_1، P_2 یا P_3 خروجی داشته باشد. شکل ۳ نشان می دهد که با افزایش طول محیط، در حالی که توان گسیلی محیط افزایش می یابد، ۱) تعداد توان های گسسته زیاد می شود، ۲) فاصله بین توان های گسسته کاهش پیدا می کند و ۳) نمودار شکل متقارن تری به خود می گیرد. با برون یابی این نتایج به حد ماکروسکوپی که در آن تعداد بسیار زیادی حساسگر و فعالگر وجود دارد این نکته استنباط می شود که توان خروجی یک محیط ماکروسکوپی باید حساسیت پیوستاری و متقارن نسبت به توزیع یون ها داشته باشد. در عوض، برای محیط های نانومقیاس، گسسته بودن توان خروجی و وابستگی آن به طول محیط و توزیع یونی به شدت احساس می شود.

نتیجه‌گیری

در این مقاله اثر توزیع یونی در توان خروجی یک محیط تبدیل بالای لانتانیدی با استفاده از معادلات آهنگ مختصّ هر یون مورد بررسی عددی قرار گرفت. معلوم شد که توان خروجی بسته به شکل توزیع مقادیر گسسته ای به خود می گیرد. این رفتار باید در محیط نانومقیاس به شدت ملموس باشد ولی در محیط ماکروسکوپی، به خاطر ناچیز شدن فاصله مقادیر گسسته، نباید انتظار مشاهده خروجی گسستاری نسبت به نحوه توزیع را داشت.

محاسبات این مقاله نشان می دهد که حساسیت بالای خواص فیزیکی محیط های نانو نسبت به نحوه چینش اتم ها می تواند به عنوان یکی دیگر از دلایل اهمیت مقیاس نانو در کنار عوامل دیگری مانند بروز اثرات کوانتومی و یا غلبه اثرات سطحی بر حجمی قلمداد شود.

مراجع

[۱] Francois Auzel; "Upconversion and Anti-Stokes Processes with f and d Ions in Solids"; *Chemical Reviews*, 1-36, 2003.

[۲] F. Wang et al; "Recent advances in the chemistry of lanthanide-doped upconversion nanocrystals"; *Chemical Society Reviews* 38, 976–989, 2009.

[۳] مسعود رضوانی جلال، میترا پوری، مقاله نامه کنفرانس سالانه فیزیک ایران ۱۳۹۵، دانشگاه شیراز.

[۴] Lu, Dawei et al, "Plasmon Enhancement Mechanism for the Upconversion Processes in $NaYF4:Yb^{+3},Er^{+3}$ nanoparticles: Maxwell versus Forster", American Chemical Society Nano., 8, 7780-7792, 2014.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

بررسی یک روز غباری با استفاده از داده‌های ماهواره‌ای، مدل هواشناسی HYSPLIT و اندازه‌گیری‌های زمین-پایه برای شهر تهران

احمد عصار عنایتی، علی بیات

۱- دانشجوی کارشناسی رشته فیزیک، دانشگاه زنجان ahmadassar1375@gmail.com
۲- عضو هیئت علمی‌گروه فیزیک، دانشگاه زنجان abayat@znu.ac.ir

چکیده – در این مقاله با استفاده از داده‌های ماهواره‌های *MODIS* و *OMI*، مدل هواشناسی *HYSPLIT* و اندازه‌گیری‌های زمین پایه توسط سازمان هواشناسی و داده‌های مرکز کنترل کیفیت هوا تهران یک روز غباری مورد بررسی قرار گرفته است. عمق اپتیکی هواویز، معیاری از ذرات جامد یا مایع معلق در جو را نشان می‌دهد. سنجنده *MODIS* که بر روی ماهواره‌های *Aqua* و *Terra* قرار دارد، مقدار عمق اپتیکی هواویز در طول موج ۵۵۰ نانومتر برای روز ۶ جولای ۲۰۰۹ را بالاتر از ۲ ثبت کرده است. همچنین شاخص هواویز اندازه‌گیری شده با سنجنده *OMI* مقدار بالای ۴ را برای این روز نشان می‌دهد. نمای آنگستروم، معیاری از ابعاد ذرات جوی را نشان می‌دهد که اندازه‌گیری سنجنده *MODIS* برای این روز نزدیک صفر است که نشان‌دهنده ذرات درشت دانه است. در این روز غباری، غلظت *PM10* بالای ۸۰۰ میکروگرم در سانتی متر مکعب و دید افقی به زیر ۲ کیلومتر رسیده است. مدل بازگشتی *HYSPLIT* ، نقشه‌های عمق اپتیکی و شاخص هواویز نشان می‌دهند که غبار از چشمه عراق آمده است.

کلید واژه- شاخص‌هواویز، عمق‌اپتیکی هواویز، مدل HYSPLIT، نمای آنگستروم، MODIS.

Study of a dusty day by using satellite data, HYSPLIT meteorological model and ground-based measurements over Tehran city

Ahmad Assar Enayati, Ali Bayat

1-Bachelor student of Physics, University of Zanjan, Zanjan, Iran ahmadassar1375@gmail.com

2- Faculty member of physics, University of Zanjan, Zanjan, Iran abayat@znu.ac.ir

Abstract- In this paper, by using MODIS and OMI satellites sensor data, the HYSPLIT meteorological model and ground-based measurements by the Meteorological Organization and the Air Quality Control Center of Tehran data, a dusty day has been investigated. Aerosol optical depth shows a measure of solid or liquid suspended particles in the atmosphere. The MODIS sensor, which is located on Aqua and Terra satellites, records the amount aerosol optical depth at 550 nm for July 6, 2009 above 2. Also, the aerosol Index measured with OMI sensor is above 4 for the day. The Angstrom exponent shows a measure of atmospheric particle size that the measurement of MODIS sensor for the day is close to zero, indicating coarse particles. On the dusty day, the concentration of PM10 is higher than 800 µg / cm3 and the horizontal visibility below 2 km. The HYSPLIT model, aerosol optical depth maps and aerosol indexes show that dust is coming from the Iraq.

Keywords: Aerosol Index, Aerosol Optical Depth, HYSPLIT model, Angstrom Exponent, MODIS.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

هواویزها ذرات معلق جامد یا مایع در جو هستند که اثرات زیادی در سلامتی انسانها، دید افقی، خواص ابرها و بودجه تابشی جو زمین دارد [1]. غبار، آلودگی شهری و صنعتی، هواویز دریایی و هواویزهای ناشی از سوختن جنگل‌ها و مراتع انواع مختلف هواویزها هستند. به دلیل تغییرات زیاد فضایی و زمانی هواویزها بایدبطور پیوسته از فضا و زمین اندازه‌گیری شوند.

روش‌های مختلفی که در اندازه‌گیری هواویزها به کار می‌روند عبارت‌اند از: سنجش هواویزها توسط ابزارهای فضابرد مانند ماهواره‌ها، و سنجش هواویزها توسط ابزارهای زمین-پایه مانند شیدسنج‌ها، لیدارها یا ابزارهای سنجش در محل. در حالت کلی سنجندهٔها به ۲ دسته عامل و غیر عامل تقسیم می‌شوند. سنجندهٔهای عامل موج-الکترومغناطیسی مشخصی را به جو می‌زنند و از پراکندگی آن ذرات موجود در جو را مورد مطالعه قرار می‌دهند. سنجندهٔهای غیر عامل از تابش خورشید در طول موج‌های مختلف استفاده می‌کنند و از میزان پراکندگی یا جذب آن، ذرات معلق موجود در جو را اندازه‌گیری می‌کنند [2].

سنجندهٔهای غیر عامل معمولا ارتفاع غبار را تشخیص نمی‌دهند و صرفاً عددی را به جمع مقادیر موجود در ستون جو، نسبت می‌دهند. عمق‌اپتیکی هواویزها، معیاری از غلظت ذرات موجود در جو است که توسط سنجندهٔهای متفاوتی در طول موج‌ها و الگوریتم‌های مختلف اندازه‌گیری می‌شود. در اینجا از سنجندهٔ MODIS که سنجندهٔای غیرعامل است و بر روی ۲ ماهواره Aqua و Terra قرار دارد استفاده شده است. این سنجندهٔ در طول موج ۵۵۰ نانومتر با استفاده از اندازه‌گیری میزان جذب و پراکندگی در آن طول موج، عددی را به عنوان عمق‌اپتیکی هواویزها اعلام می‌کند [3]. داده‌های هرکدام از ۲ ماهواره، با ۳ الگوریتم Dark Target ، Deep blue و الگوریتم Combine که ترکیبی از ۲ الگوریتم قبل است، بررسی می‌شوند. باتوجه به بررسی تمام الگوریتم‌های این سنجندهٔ، الگوریتم Deep blue برای منطقه مورد مطالعه ما نتایج بهتری را نشان داد.

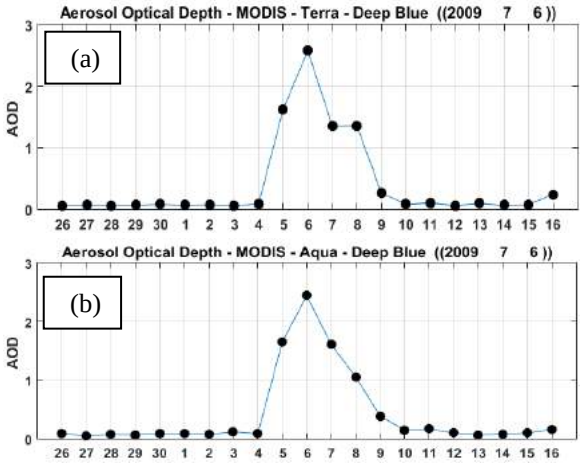
نمای آنگستروم، معیاری از اندازه ذرات موجود در جو زمین است. این ضریب معمولا عددی بین ۰ تا ۲ است که هر چه از ۱ به صفر نزدیک شویم ذرات درشت تر بوده و به اصطلاح درشت دانه می‌شوند و هر چه از ۱ به ۲ نزدیک شویم ذرات ریزتر بوده و به اصطلاح ریز دانه می‌شوند. این ضریب هم توسط چند سنجندهٔ از جمله MODIS اندازه‌گیری می‌شود [4]. شاخص‌هواویزها معیاری از میزان هواویزهای موجود در جو است که بر اساس جذب تابش UV خورشید و تباین ایجاد شده بین طول موج‌های ۳۴۰ و ۳۸۰ نانومتر توسط سنجنده OMI اندازه‌گیری می‌شود [5].

در این مقاله، با استفاده از داده‌های ماهواره‌ای در کنار داده‌های سطحی آلودگی و هواشناسی به بررسی یک روز غباری می‌پردازیم. داده‌های ماهواره‌ای از سازمان فضایی آمریکا (NASA)، داده‌های سطحی PM10 از مرکز کنترل کیفیت هوای تهران و داده‌های هواشناسی، از مرکز هواشناسی ایران دریافت شد.

۲- نتایج

عمق‌اپتیکی هواویزها (AOD)

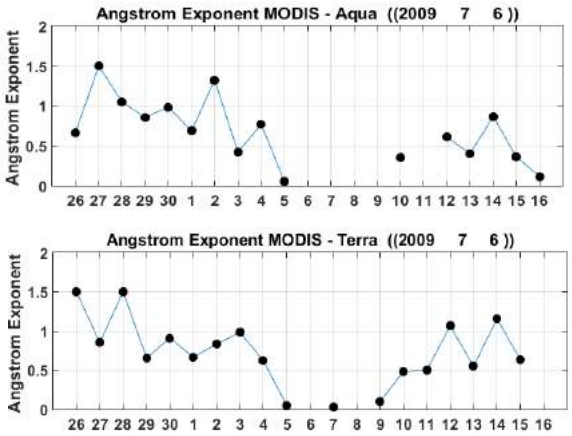
عمق اپتیکی هواویز، معیاری از میزان ذرات موجو در جو را نشان می-دهد. در شکل ۱، عمق اپتیکی هواویز در طول موج ۵۵۰ نانومتر اندازه‌گیری شده توسط (a) سنجنده MODIS-Terra و (b) سنجنده MODIS-Aqua برای ۲۱ روز رسم شده است. مشاهده می‌کنیم که پدیده غباری از ۵ جولای شروع شده و در روز ۶ جولای به بیشترین حد خود رسیده است.



شکل ۱- نمودار عمق‌اپتیکی هواویز در طول موج ۵۵۰ نانومتر برای پیکسل بالاسر شهر تهران (a) سنجندهٔ MODIS-Aqua و (b) MODIS-Terra.

نمای آنگستروم (Angstrom Exponent)

نمای آنگستروم معیاری از اندازه ذرات هواویز را نشان می‌دهد. برای ذرات بزرگتر (کوچکتر) از ۱ میکرومتر این ضریب کمتر (بیشتر) از یک است. شکل ۲، نمای آنگستروم اندازه‌گیری شده توسط دو سنجنده MODIS-Terra و MODIS-Aqua را برای ۲۱ روز نشان می‌دهد. مشاهده می‌کنیم که در پدیده غباری مقدار نمای آنگستروم به صفر میل می‌کند که نشان دهنده ذرات بسیار درشت دانه است.

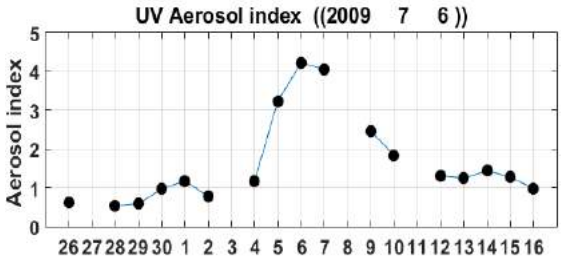


شکل ۲- سری‌زمانی نمای‌آنگستروم برای پیکسل بالای سر شهر تهران سنجندهٔ MODIS-Aqua و MODIS-Terra.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

شاخص UV هواویز (UV Aerosol Index)

برای اطمینان بیشتر از نتایج به دست آمده و همچنین تشخیص دقیق‌تر گرد و غبار از شاخص‌هواویز استفاده می‌کنیم. این شاخص با استفاده از ۲ طول موج و اندازه‌گیری میزان UV جذب شده، معیاری از غبار در جو را به ما می‌دهد.

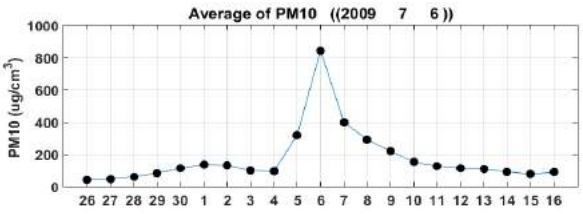


شکل ۳- سری زمانی شاخص‌هواویز برای پیکسل بالای سر تهران سنجندهٔ OMI.

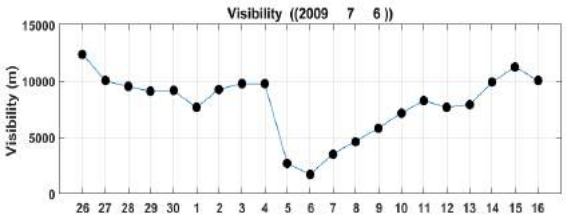
شکل ۳، نشان می‌دهد که در روز نمونه، شاخص هواویز به اوج خود رسیده است و نشان‌دهندهٔ افزایش غبار در ستون بالا سر تهران است.

اندازه‌گیری‌های زمین-پایه

برای تطبیق اطلاعات به دست آمده از ماهواره با داده‌های سطحی که از اعتبار و اهمیت بیشتری برخوردار است، از داده‌های میانگین ایستگاه‌های مرکز کنترل کیفیت هوای تهران و داده‌های سازمان هواشناسی استفاده کردیم.



شکل ۴-نمودار سری زمانی غلظت PM10 – میانگین ۷ ایستگاه مرکز کنترل کیفیت هوای تهران.

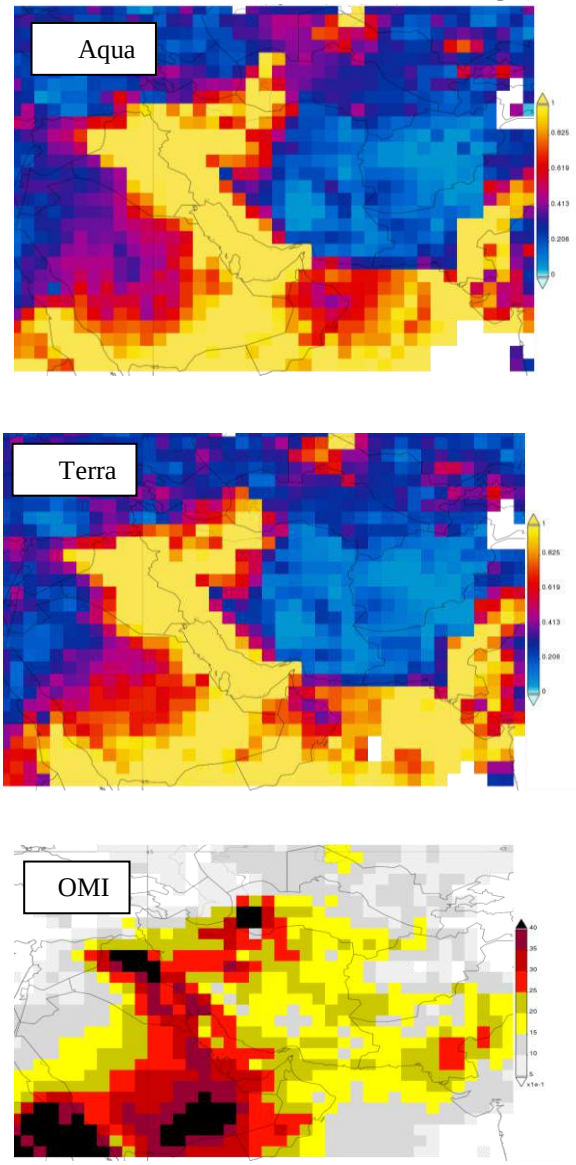


شکل ۵- نمودار سری زمانی دید افقی – مرکز هواشناسی ایران ایستگاه مهرآباد

شکل ۴ سری زمانی غلظت ذرات ۱۰ میکرومتر را نشان می‌دهد، نتایج نشان می‌دهند که در روز ۶ جولای میزان ذرات معلق کوچک‌تر از ۱۰ میکرون به بیش از ۱۶ برابر حد مجاز خود رسیده که با داده‌های ماهواره کاملا مطابقت دارد. شکل ۵، سری زمانی دید افقی را برای بازه مورد نظر نشان می‌دهد که شاهد کاهش شدید دید افقی (کمتر از ۲ کیلومتر) هستیم.

بررسی چشمهٔ غبار

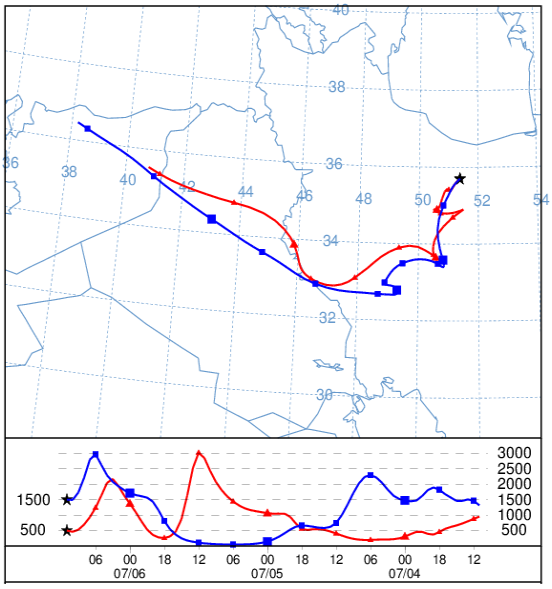
برای تعیین چشمه غبار، نقشه عمق اپتیکی هواویز از دو سنجنده MODIS-Aqua و MODIS-Terra و نیز نقشه شاخص هواویز از داده-های سنجنده OMI برای ۴۸ ساعت قبل روز غباری در شکل ۶ آورده شده است.



شکل ۶- نقشه عمق‌اپتیکی هواویز از دو سنجنده MODIS-Aqua و MODIS-Terra. مناطق زرد نشان‌دهندهٔ افزایش شدید عمق‌اپتیکی در آن منطقه است. همچنین شاخص‌هواویز سنجندهٔ OMI. رنگ قرمز و تیره نشان‌دهندهٔ افزایش غبار در آن منطقه بوده است.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

هر سه این نقشه‌ها نشان می‌دهند که چشمه غبار در عراق فعال می‌باشد. برای بررسی مسیر بازگشتی حرکت بسته‌های هوایی از مدل HYSPLIT استفاده می‌کنیم که به ما اطلاعات مسیر حرکت بسته هوای بالاسر تهران را می‌دهد (شکل ۹).



شکل ۹- مسیر بازگشتی بسته‌های هوا برای ۲ ارتفاع ۵۰۰ و ۱۵۰۰ متری از سطح زمین استخراج شده از مدل HYSPLIT در ۶ جولای ۲۰۰۹ برای ۷۲ ساعت قبل.

این مدل نشان می‌دهد که بسته‌های هوا در ارتفاعات مختلف در ۷۲ ساعت قبل از کدام مناطق عبور کرده‌اند و در آن مناطق چه ارتفاعی داشته‌اند که با توجه به خطوط قرمز و آبی می‌توان گفت که این بسته‌های غباری از چشمه‌های شمال عراق به تهران رسیده است.

۳- نتیجه گیری

در اینجا یک روز غباری (۶ جولای ۲۰۰۹) در شهر تهران را بررسی می‌کنیم. عمق اپتیکی هواویز در طول موج ۵۵۰ نانومتر، نمای آنگستروم اندازه‌گیری شده با سنجنده MODIS که بر روی دو ماهواره Aqua و Terra قرار دارند و شاخص هواویز استخراج شده از داده‌های سنجنده OMI برای بررسی روز غباری از فضا مورد استفاده قرار گرفته‌اند. عمق اپتیکی و شاخص هواویز نشان می‌دهند که در روز غباری مقدار آنها به شدت افزایش می‌یابد. دید افقی و غلظت PM10 نشان می‌دهند که غبار موجب کاهش دید افقی و افزایش ذرات معلق کوچکتر ۱۰ میکومتر شده است. ردیابی بسته‌های هوای بالاسر شهر تهران در دو ارتفاع مختلف از سطح زمین نشان می‌دهد که غبار، ناشی از چشمه‌های فعال عراق است. همچنین نقشه عمق اپتیکی هواویز و شاخص هواویز نشان می‌دهد که در ۴۸ ساعت قبل از روز غباری، چشمه عراق به شدت فعال بوده است.

۴- منابع

[1] معینی، ل، ارتباط بین غلظت آلاینده‌های استنشاقی دی‌اکسید نیتروژن، دی‌اکسید گوگرد، منواکسید کربن و عملکرد ریوی، مجله دانشگاه علوم پزشکی شهرکرد، دوره ۱۳ – شماره ۱ – فروردین و اردیبهشت ۱۳۸۸.

[2] بیات، علی، دسته‌بندی هواویزهای جوی با استفاده از داده‌های قطبیده شیدسنج خورشیدی، پایان نامه دکتری، دی‌ماه ۹۲.

[3] https://disc.gsfc.nasa.gov/information/glossary

[4] بیات, علی و حمیدرضا خالصی فرد، ۱۳۸۷، بررسی توزیع ابعادی هواویزها در طول دو سال در جو زنجان با استفاده از محاسبه نمایه آنگستروم، پانزدهمین کنفرانس اپتیک و فتونیک ایران، اصفهان، دانشگاه اصفهان.

[5]https://disc.sci.gsfc.nasa.gov/datasets/OMTO3d_003/summary

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

بهبود قدرت تفکیک در تصویربرداری ناهمدوس سه بعدی برمبنای ترکیب روش های تصویربرداری انتگرالی و تمام نگاری ناهمدوس

مریم قانعی زاد، زهرا کاوه وش

دانشکده مهندسی برق، دانشگاه صنعتی شریف

چکیده - در این مقاله، روشی جدید و بهبود یافته برای تصویربرداری سه بعدی بر پایه روشهای موجود در ادبیات ارائه شده است. در این روش، که آن را تصویربرداری ترکیبی می‌نامیم، با تلفیق دو روش تصویربرداری سه بعدی، تصویربرداری انتگرالی و تمام نگاری ناهمدوس، و استفاده از نقاط مثبت هر یک قادر هستیم بر مصالحه قدرت تفکیک عرضی و عمقی فائق آمده و به قدرت تفکیک سه بعدی بسیار بهتر از روش‌های فعلی موجود دست یابیم. نتایج شبیه سازی ها، برتری این روش را از لحاظ قدرت تفکیک سه بعدی بر دو روش دیگر مورد بحث تأیید می کنند.

کلید واژه- تصویربرداری سه بعدی، تصویربرداری انتگرالی، قدرت تفکیک عرضی، قدرت تفکیک عمقی، هولوگرافی ناهمدوس.

Resolution improvement in incoherent 3D imaging system based on a combination of integral-imaging and incoherent-holography

Maryam Ghaneizad, Zahra Kavehvash

Department of Electrical Engineering, Sharif University of Technology

Abstract- In this paper a novel improved method for three-dimensional (3D) imaging is proposed based on the existing 3D imaging methods. In this method, which we call it the merged imaging (MI) technique, by combining two 3D imaging methods i.e., integral imaging and incoherent holography and using the positive features of each we are able to overcome the trade-off between resolution and depth-of-field and reach to an improved 3D resolution. Simulation results confirm the superiority of the proposed method compared to previous 3D imaging techniques.

Keywords: three-dimensional imaging, integral imaging, lateral resolution, depth resolution, incoherent holography.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

در سالهای اخیر، توجه به تصویربرداری سه‌بعدی جهت ثبت اطلاعات کامل اشیا، روندی رو به رشد داشته است. با توجه به محدودیت‌های متعدد روش‌های تصویربرداری سه‌بعدی موجود بر اساس تصویربرداری انتگرالی و نیاز روش تمام‌نگاری به منبع نور همدوس، ارائه‌ی روشی جدید که قادر به ثبت تصاویر با منبع نور ناهمدوس بوده و همچنین بتواند در هر دو راستای عرضی و عمقی قدرت تفکیک مناسبی داشته باشد، می‌تواند بسیار مفید واقع شود. بنابراین در این مقاله، روشی نوین از تلفیق مزایای دو روش تصویربرداری انتگرالی و تمام‌نگاری ناهمدوس ارائه می‌دهیم که قادر است قدرت تفکیک سه بعدی را نسبت به هر یک از این روش‌ها بهبود بخشد.

۲- روش پیشنهادی

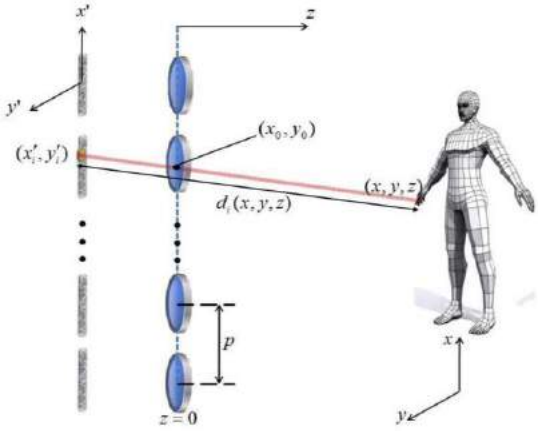
در روش پیشنهادی، که آن را MI[۱] می‌نامیم، از تلفیق دو روش تمام نگاری ناهمدوس و تصویربرداری انتگرالی استفاده می شود که در ادامه توضیح داده می‌شوند.

۲-۱- تصویربرداری انتگرالی(InI)

روش InI[۲] شامل دو مرحله ثبت تصاویر المانی و بازسازی محاسباتی است [۲-۴]. در مرحله اول، تصاویر المانی از زوایای مختلف از صحنه ثبت می‌شود. ساختاری که برای این منظور استفاده می‌شود، یک آرایه دوربین یا لنز صفحه‌ای است که در یک بعد در شکل (۱) نشان داده شده است. به منظور بازسازی محاسباتی تصویر سه‌بعدی با استفاده ار مجموعه تصاویر ثبت شده، کافی است معکوس نگاشت مرحله‌ی ثبت را بیابیم؛ یعنی باید مقدار هر پیکسل حجمی (x,y,z) را از جمع اثر پیکسل‌های متناظر همه‌ی تصاویر المانی در آن نقطه بیابیم (شکل (۱)):

$$O_i(x,y,z)=\left\{\left[x-\left(i-\frac{N+1}{2}\right)p\right]^2+y^2+z^2\right\} \qquad (۱)$$
$$(1+f/z)^2.I(x_i',y_i')$$

که در آن، N و p به ترتیب تعداد کل لنزها و فاصله مراکز



شکل (۱) مرحله‌ی ثبت تصویر در InI

پیکسل حجمی تصویر سه‌بعدی در مختصات (x,y,z) بر اساس رابطه زیر از تصویر ثبت شده توسط لنز iام، $I(x_i',y_i')$، بازسازی می شود:

دو لنز متوالی است. در عبارت فوق، اندیس i در O_i تأکید این نکته است که O_i تنها جزیی از مقدار پیکسل حجمی (x,y,z) است که توسط پیکسل (x_i',y_i') در تصویر iام نگاشته شده است. بنابراین برای بدست آوردن مقدار پیکسل حجمی (x,y,z) باید اثر تمام پیکسل‌های متناظر در تصاویر مختلف را با یکدیگر جمع نمود:

$$O(x,y,z)=\sum_i O_i(x,y,z) \qquad (۲)$$

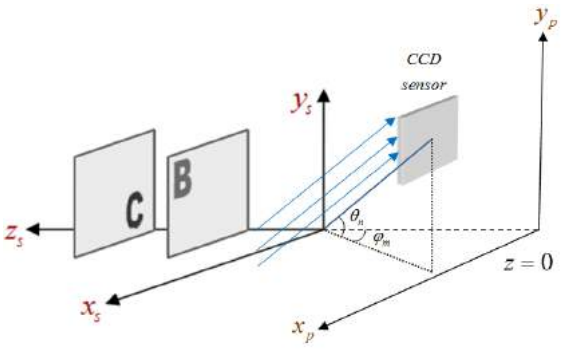
۲-۲- تمام نگاری ناهمدوس (IH)

در تمام نگاری ناهمدوس، IH[۳]، ساختار ثبت تصاویر المانی یک ساختار صفحه‌ای است و تولید یک تمام نگاشت فوریه از شئ مورد توجه است [۵]. در روش IH، ابتدا شئ مفروض، تحت زوایای مختلف تصویر می‌شود؛ که این در واقع همان به دست آوردن تصاویر المانی است. لذا شئ ورودی به صورت یک ماتریس سه‌بعدی با مختصات (x_s,y_s,z_s) فرض می‌شود (شکل (۲)). در ادامه تصویر شئ $t(x_s,y_s,z_s)$ را توسط یک آرایه‌ی سنسور دوبعدی ثبت می‌کنیم. اگر (x_p,y_p) مختصات تصویر و تصاویر المانی $P_{mn}(x_p,y_p)$ باشند، با استفاده از رابطه

[۱] Merged Imaging
[۲] Integral Imaging
[۳] Integral Holography

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

(۳) می‌توان هر یک از تصاویر المانی را به یک مؤلفه فرکانس مکانی تبدیل کرد:



شکل (۲) ساختار ثبت تصاویر المانی در روش IH

$$s(m,n)=\iint P_{mn}(x_p,y_p)\exp[-j2\pi b(x_p\sin\phi_m+y_p\sin\theta_n)]dx_p dy_p \quad (۳)$$

بنابراین متناظر با هر تصویر المانی، یک ضریب مختلط حاصل می‌شود که از کنار هم قرار دادن این اعداد در یک ماتریس به الگوی تمام‌نگاشت فوریه‌ی شئ دست می‌یابیم:

$$F(f_m,f_n)=\iint P_{mn}(x_p,y_p)\exp[-j2\pi(f_m x_p+f_n y_p)]dx_p dy_p \quad (۴)$$

که در آن $f_m=b\sin\varphi_m$ و $f_n=b\sin\theta_n$. رابطه (۴) بیان می‌کند که با تبدیل فوریه هر تصویر المانی و انتخاب مقدار تبدیل فوریه در یک زوج فرکانس خاص می‌توان مقادیر پیکسل‌های مختلف تمام‌نگاشت را تولید نمود.

۳-۲- مقایسه قدرت تفکیک سه‌بعدی در روش‌های InI و IH

برای مقایسه عادلانه بین دو روش InI و IH، فرض می‌کنیم آرایه لنز، یکسان و تعداد تصاویر المانی، برابر و همچنین تعداد پیکسل‌های سنسور نیز با تعداد لنزها مساوی باشد. در InI، هر چه از مرکز آرایه لنز به سمت اطراف حرکت کنیم، لنزها قسمت کمتری از شئ را در شعاع‌دید خود دارند. بنابراین به دلیل کاهش یا فقدان اطلاعات شی در لنزهای جانبی، تعداد لنزها به طور مؤثر کمتر از تعداد واقعی آنهاست و این باعث از دست دادن بخشی از اطلاعات زاویه‌ای و درنتیجه کاهش قدرت تفکیک عمقی می‌شود. اما در روش IH، به دلیل استفاده از زیرتصویرها به عنوان تصاویر المانی (P_{mn}) و دید اریب P_{mn} ها به شئ، همه‌ی P_{mn} ها تمام قسمت‌های شئ را در بر دارند و در واقع دارای اطلاعات کاملی از نماهای مختلف شئ هستند. این موضوع روشن می‌کند که قدرت تفکیک عمقی در IH از InI بیشتر است.

از طرف دیگر در InI، دید مستقیم تصاویر المانی به شئ باعث می‌شود فاصله‌ی متوسط شئ تا صفحه‌ی تصویر در مقایسه با IH کمتر بوده و درنتیجه قدرت تفکیک عرضی در InI بیشتر از IH است. در روش InI که از تصاویر المانی به طور مستقیم در روند بازسازی استفاده می‌شود، اطلاعات عرضی سهم بیشتری از اطلاعات عمقی داشته و تعداد پیکسل‌های تصویر بازسازی‌شده چندین برابر تعداد پیکسل‌های هر تصویر المانی است.

بنابراین، در یک ساختار تصویربرداری مشابه، روش InI قدرت تفکیک عرضی بهتر و روش IH قدرت تفکیک عمقی بهتر برای تصویر خروجی به دست می‌دهد.

۴-۲- روش تلفیقی MI

در این بخش، الگوریتم تولید تصویر سه‌بعدی توسط روش MI ارائه می‌شود. فرض کنیم شئ سه‌بعدی در مختصات (x_s,y_s,z_s) باشد. اولین مرحله MI، بازسازی تصویر سه‌بعدی به دو روش IH و InI است. مرحله‌ی دوم، استخراج تصویر سه‌بعدی با قدرت تفکیک مطلوب در هر سه بعد است. برای این منظور، از اطلاعات تصاویر بازسازی‌شده IH و InI برای تولید تصویر سه‌بعدی بهینه در هر عمق z_{s_i} استفاده می‌کنیم. با توجه به مقایسه‌ای که در بخش ۳-۲ بین IH و InI انجام شد، روش IH دارای قدرت تفکیک عمقی بهتری است. بنابراین، از تصاویر بازسازی‌شده O_i^{IH} برای مشخص نمودن تصویر شئ موجود در هر عمق بهره می‌گیریم. سپس تصویر این شئ را که با قدرت تفکیک عرضی نامناسبی نمایش داده شده است، با تصویر شئ متناظر در تصویر بازسازی‌شده InI که دارای قدرت تفکیک عرضی بهتری است، جایگزین می‌کنیم. تصاویر حاصل را که همان تصاویر بهینه تولیدشده توسط الگوریتم MI است، O_i^{MI} می‌نامیم. قدم بعدی، تغییر اندازه‌ی تصویر O_1^{InI} به‌منظور برابر نمودن تعداد پیکسل‌های آن با تصویر O_1^{IH} است. تعداد نقاط تمام‌نگاشت

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

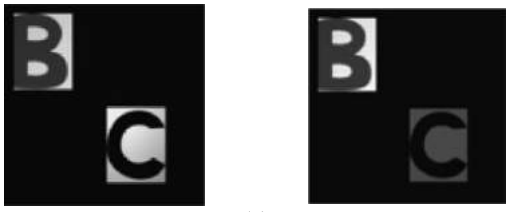
همان تعداد نقاط تصاویر بازسازی‌شده O_i^{IH} و برابر با تعداد تصاویر المانی یعنی $m\times n$ است:

$$O_1^{InI} = \mathrm{S}(O_1^{InI},[m,n]) \qquad (۵)$$

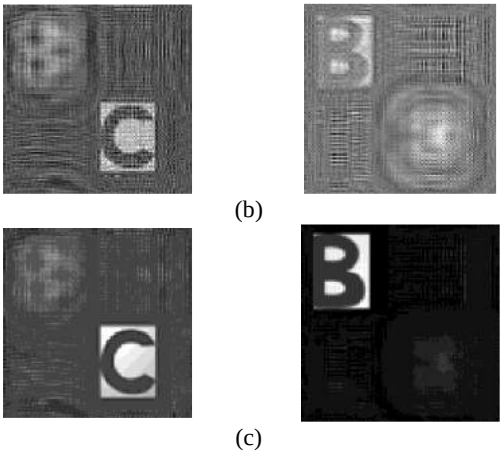
که در آن تابع S عملگر تغییر اندازه تصویر است. به این ترتیب تعداد پیکسل‌های تصویر حاصل، $O_1'^{InI}$، و تصویر خروجی IH، O_1^{IH}، برابر خواهند شد. در قدم آخر، محتوای تصویر $O_1'^{InI}$ را در نقاط $\{(x,y)\,|x_1 \le x \le x_2, y_1 \le y \le y_2\}$ کپی نموده و در همین نقاط از تصویر O_1^{IH} جایگزین می‌نماییم تا تصویر نهایی، O_1^{MI}، حاصل شود. به این ترتیب تصویر حاصل، O_1^{MI}، دارای اطلاعات سه‌بعدی با قدرت تفکیک مناسب در هر دو راستای عمقی و عرضی است. روش پیشنهادی MI در بخش بعد با داده‌های شبیه‌سازی بررسی شده است.

۳- شبیه سازی

شئ سه‌بعدی را به‌صورت شکل (۲) در نظر می‌گیریم که شامل دو حرف لاتین B و C است که به‌ترتیب در دو عمق $z_{s_1}=10cm$ و $z_{s_2}=20cm$ قرار گرفته‌اند. برای تحقق روش MI، ابتدا شبیه‌سازی را با روش‌های InI و IH انجام داده و تصاویر O_i^{InI} و O_i^{IH} را در عمق‌های $z_{s_i}; i=1,2$ به دست می‌آوریم. همان‌طور که از تصاویر حاصل از روش InI (شکل (۳a)) مشخص است قدرت تفکیک عرضی، مطلوب است، اما قدرت تفکیک عمقی اصلاً مناسب نیست و در بازسازی تصویر هر عمق، حرف مربوط به عمق دیگر با وضوح زیادی قابل رؤیت است. نتایج بازسازی روش IH در شکل (۳b) نشان داده شده است. همان‌طور که در تصاویر مشاهده می‌شود، در IH



(a)



(b)

(c)

شکل (۳) مقایسه بازسازی تصویر سه‌بعدی در سه روش: (a) InI, (b) IH (c) MI. ستون سمت راست تصویر بازسازی شده در عمق z_{s_1} و ستون سمت چپ تصویر عمق z_{s_2} را نشان می‌دهد.

تفکیک عمقی به‌خوبی صورت گرفته و در عمق مربوط به هر یک از حروف، اثر تصویر حرف دیگر تا حدود زیادی حذف شده است. هرچند همان‌گونه که از تصاویر مشخص است، قدرت تفکیک عرضی تصاویر بازسازی‌شده IH چندان مناسب نیست. حال با روند بخش ۲-۴، تصاویر بهینه الگوریتم MI را در دو عمق z_{s_1} و z_{s_2}، تولید می‌نماییم. تصاویر خروجی حاصل از الگوریتم MI (O_i^{MI}) در شکل (۳c) نشان داده شده است. با مقایسه این تصاویر با تصاویر خروجی دو روش قبلی، ملاحظه می‌شود تصاویر خروجی MI برخلاف InI و IH هم‌زمان قدرت تفکیک عرضی و عمقی مناسبی دارند.

۴- نتیجه گیری

در این مقاله با تلفیق مزایای روش‌های مطرح ارائه شده برای تصویربرداری سه‌بعدی، تصویربرداری انتگرالی و تمام‌نگاری ناهمدوس، روشی جدید برای تصویربرداری سه‌بعدی با استفاده از نور محیط و قدرت تفکیک سه‌بعدی بسیار بهتر از روش‌های قبلی مطرح شد. نتایج شبیه‌سازی‌های روش پیشنهادی MI، این ادعا را تأیید می‌کند.

مراجع

[1] G. Lippmann, "Epreuves reversibles donnant la sensation du relief," *J. Phys. Theor. Appl.*, Vol. 7, No. 1, 1908.

[2] V.J. Traver, P. Latorre-Carmona, et al. "Human gesture recognition using three-dimensional integral imaging," *JOSA A*, Vol. 31, No. 10, 2014.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

[3] M. Ghaneizad, Z. Kavehvash, et al. “Human detection in occluded scenes through optically inspired multi-camera image fusion,” *JOSA A*, Vol. 34, No. 6, 2017.
[4] M. Ghaneizad, Z. Kavehvash, et al. “A fast bottom-up approach toward three-dimensional human pose estimation using an array of cameras,” *Optics and Lasers in Engineering*, Vol. 95, 2017.
[5] Y. Takaki, K. Ikeda, “A Simplified calculation method for computer-generated holographic stereograms from multiview images,” *Optics express*, Vol. 21, No. 8, 2013.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

اندازه‌گیری ابیراهی ناکانونی جبهه‌موج با استفاده از تمام‌نگاری دیجیتالی محوری

مجید پناهی، احمد درودی*، پیمان سلطانی

گروه فیزیک، دانشگاه زنجان، زنجان

چکیده- در این مقاله از تمام‌نگاری دیجیتالی محوری برای اندازه‌گیری ابیراهی ناکانونی جبهه‌موج استفاده شده است. با استفاده از تمام نگاری دیجیتالی محوری مکان جسم قابل اندازه گیری است. وجود ابیراهی ناکانونی سبب ایجاد خطا در فاصله‌یابی می شود. نشان می دهیم که با اندازه گیری میزان خطای فاصله‌یابی ابیراهی ناکانونی جبهه‌موج بدست می‌آید. نتایج حاصل از اندازه‌گیری با استفاده از تمام-نگاری دیجیتالی محوری با نتایج حسگر جبهه‌موج هارتمن مقایسه می‌شود.

کلید واژه- ابیراهی ناکانونی، تمام‌نگار، تمام‌نگاری دیجیتالی محوری، جبهه‌موج، حسگر هارتمن

Measurement of wavefront defocus aberration by digital in-line holography

Majid Panahi, Ahmad Darudi*, and Peyman Soltani

Department of Physics, University of Zanjan, Zanjan

Abstract- In this paper we used digital in-line holography to measure defocus aberration of wavefront. Object's position can be measured by digital in-line holography. Defocus aberration causes errors in the range finding. We showed that the range finding error can be measured by wavefront defocus aberration. Finally, we compared the results of in-line digital holography with the results obtained from Hartmann wavefront sensor.

Keywords: Defocus aberration, Hologram, Digital in-line holography, wavefront, Hartmann sensor

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

جهت دست‌یابی به یک سیستم اپتیکی با کیفیت مطلوب، اندازه‌گیری ابیراهی‌ها و به حداقل رساندن آن‌ها شرط اول است. تکنیک‌های مختلفی برای اندازه‌گیری ابیراهی سیستم‌های تصویرساز ارائه شده است که به روش‌های تداخل‌سنجی و غیر تداخل‌سنجی تقسیم می‌شوند [۱]. از جمله روش‌های غیر تداخلی و تداخلی می‌توان به ترتیب حسگر هارتمن و تمام‌نگاری غیر محوری دیجیتالی را نام برد. روش تمام‌نگاری محوری جهت اندازه‌گیری مکان جسم استفاده شده است. در این مقاله نشان می‌دهیم که ابیراهی ناکانونی با اندازه‌گیری خطای مکان‌یابی به روش تمام‌نگاری دیجیتال محوری قابل اندازه‌گیری است. جهت آزمون روش ارائه شده میزان ابیراهی ناکانونی توسط حسگر هارتمن اندازه گیری می‌شود [۲].

۲- تمام‌نگاری

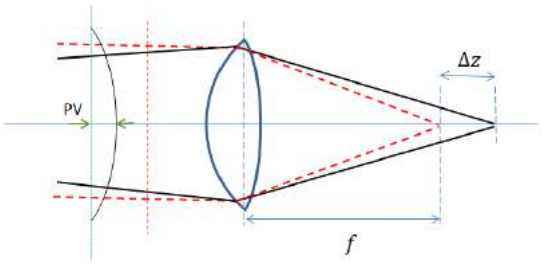
دنیس گابور در سال ۱۹۴۸ تمام‌نگاری را به عنوان روشی برای ثبت و بازسازی همزمان دامنه و فاز موج، ارائه داد [۳]. در تمام‌نگاری موج شیئی که موج پراکنده شده از جسم است با یک موج پس زمینه همدوس که موج مرجع نامیده می‌شود تداخل می‌کند و طرح تداخلی آن در یک فیلم حساس به نور ثبت می‌شود پس از ظهور فیلم با روشن کردن تمام نگار ثبت شده موج شیئی بازسازی می‌شود. در تمام‌نگاری محوری، امتداد انتشار موج مرجع و موج شیئی تقریبا در یک راستا هستند. با پیشرفت فن‌آوری، تمام‌نگارها توسط دوربین‌های CCD ثبت می‌شوند که این روش، تمام‌نگاری دیجیتال نام گرفته است و در آن بازسازی به روش عددی انجام می‌شود [۴]. در فرایندهای شبیه‌سازی و بازسازی تمام‌نگارهای دیجیتال از تبدیلات فوریه سریع(FFT) استفاده می‌شود. بازسازی تمام‌نگار ثبت شده با امواج تخت با استفاده از انتگرال فرنل-کیرشهوف به صورت زیر است [۵]:

$$U(x,y) \approx \frac{i}{\lambda}\iint H_0(X,Y)\frac{\exp\left(-ik\left|\vec{r}-\vec{R}\right|\right)}{\left|\vec{r}-\vec{R}\right|}dXdY \qquad (۱)$$

که در آن (x,y) مختصات صفحه شیئی، (X,Y) مختصات صفحه آشکار ساز، $H_0(X,Y)$ تابع عبور تمام-نگار و $\left|\vec{r}-\vec{R}\right|=\sqrt{(x-X)^2+(y-Y)^2+z^2}$ است که z فاصله تا صفحه مشاهده است.

۳- ابیراهی ناکانونی

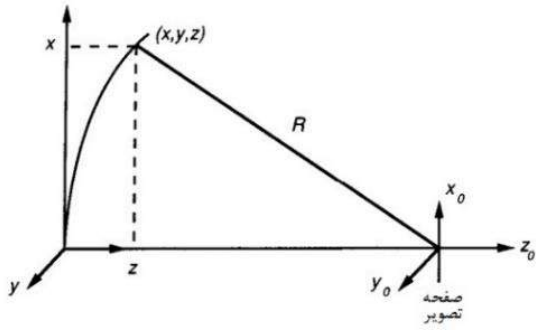
ابیراهی ناکانونی یکی از انواع ابیراهی‌های محوری است و زمانی رخ می‌دهد که منبع نقطه‌ای برای تولید نور موازی دقیقا روی محل کانون عدسی قرار نداشته باشد (شکل ۱).



شکل ۲: ابیراهی ناکانونی

با توجه به شکل ۲ اگر R شعاع انحنای جبهه‌موج کروی باشد، برای x و y کوچک در مقایسه با R و همچنین z به اندازه کافی کوچک، معادله جبهه‌موج کروی می‌تواند به صورت زیر تخمین زده شود [۶]:

$$z=\frac{x^2+y^2}{2R} \qquad (۲)$$



شکل ۲: رابطه بین تصویر و مختصات دهانه خروجی

بنابراین توزیع جبهه‌موج کروی (اختلاف راه نوری) به صورت رابطه ۳ است:

$$W(x,y)=\frac{x^2+y^2}{2R} \qquad (۳)$$

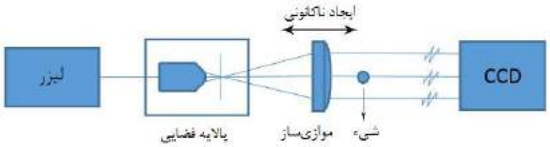
حال مقدار ابیراهی ناکانونی را می‌توان با استفاده از رابطه ۴ به دست آورد:

$$(W_2-W_1)\times k=\Delta W\times k \qquad (۴)$$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۴- چیدمان آزمایش و نتایج تجربی

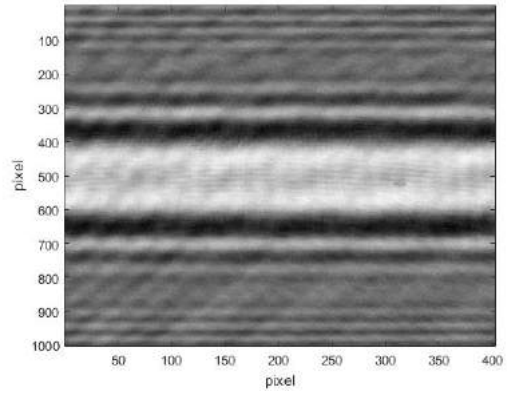
چیدمان مورد استفاده برای ثبت تمام‌نگارها در شکل ۳ نشان داده شده است. برای ثبت تمام‌نگارها از یک دوربین دیجیتال Canon (40D) بهره برده‌ایم و طول موج لیزر 532 nm است. همان طور که در شکل ۳ نشان داده شده است در چیدمان تجربی آزمایش برای ایجاد ناکانونی در جبهه‌موج کافیست لنز موازی‌کننده را در امتداد محور اپتیکی لنز اندکی جابجا کنیم.



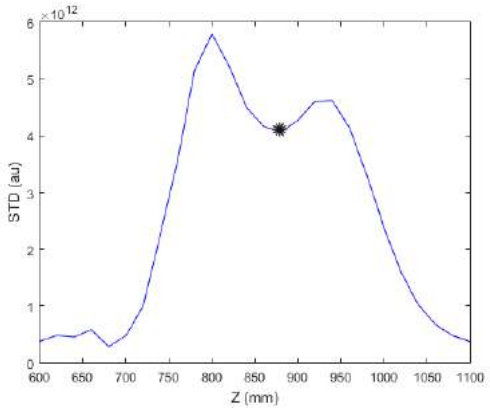
شکل ۳: طرحواره ایجاد عدم توازی در باریکه مرجع

در این جا یک سیم به جای جسم قرار دارد. برای تعیین محل دقیق جسم یک تمام‌نگار در توازی کامل نور ثبت می‌شود. جهت تشخیص توازی نور از حسگر هارتمن استفاده می‌شود. با استفاده از کدی که به روش FFT در نرم افزار Matlab نوشته شده است تابع موج جسم بازسازی شده که در این آزمایش توزیع شدت جسم مورد نظر است، به دست می‌آید. شکل ۴ نشان‌دهنده توزیع شدت تمام‌نگار برای یک فاصله مشخص است. از آنجایی که سیم کدر است انتظار می‌رود که شدت بر روی جسم در بازسازی یکنواخت باشد و این نکته به عنوان معیاری جهت تشخیص محل صحیح جسم استفاده می‌شود. جهت کمی کردن این موضوع، انحراف معیار شدت در محل جسم برای فواصل مختلف بازسازی استفاده می‌شود و مینیمم تغییرات آن یکنواختی شدت محل جسم را مشخص می‌کند. حال با رسم نمودار انحراف معیار برای توزیع شدت تمام‌نگار، محل جسم که محل صحیح آن است به دست می‌آید (شکل ۵). محل جسم با علامت ستاره مشخص شده است و در فاصله ۸۷۴ میلیمتری از صفحه دوربین قرار دارد.

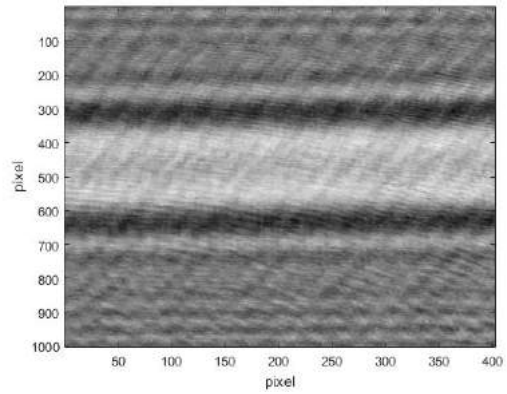
برای مطالعه تأثیر ناکانونی جبهه‌موج در فاصله‌یابی، بدون تغییر دادن محل جسم، نور را از حالت توازی خارج کرده و تمام‌نگار دیگری ثبت می‌شود. مانند قبل محل جسم در حالت ناکانونی موج مرجع به دست می‌آید. شکل ۶ نشان‌دهنده توزیع شدت تمام‌نگار برای حالت عدم توازی باریکه مرجع و شکل ۷ نمودار انحراف معیار این حالت است. محل جسم همان‌طور که در نمودار با علامت ستاره مشخص شده است، در این حالت در فاصله ۱۱۴۷ میلیمتری صفحه دوربین است.



شکل ۴: توزیع شدت تمام‌نگار در حالت توازی باریکه مرجع



شکل ۵: نمودار مقدار انحراف معیار در حالت توازی باریکه مرجع



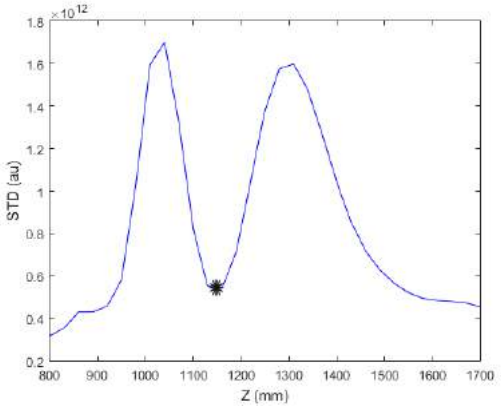
شکل ۶: توزیع شدت تمام‌نگار در حالت عدم توازی باریکه مرجع

با استفاده از رابطه ۳ و ۴ مقدار ابیراهی ناکانونی ۱۰/۹ رادیان به دست می‌آید:

$$W_1 = \frac{2.85^2}{2\times 874} \quad \text{و} \quad W_2 = \frac{2.85^2}{2\times 1147}$$

$$\Delta W \times k = (W_2 - W_1)\times k = 10.9\, rad$$

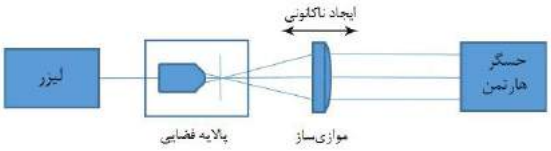
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد



شکل ۷: نمودار مقدار انحراف معیار در حالت عدم توازی باریکه مرجع

۱-۴- استفاده از حسگر هارتمن در محاسبه جبهه‌موج ابیراهی‌دار

حسگر هارتمن مورد استفاده در آزمایش ما حسگر هارتمن مدل HWSAP-20 شرکت پرتو افزار صنعت با آرایه‌ی روزنه ۲۰*۲۰ است. برای جلوگیری از اشباع دوربین حسگر، شدت باریکه لیزر را توسط یک فیلتر ND کم کرده و حسگر را در چیدمان تجربی به جای دوربین ثبت تمام‌نگارها قرار می‌دهیم. طرحواره این چیدمان در شکل ۸ نشان داده شده است.



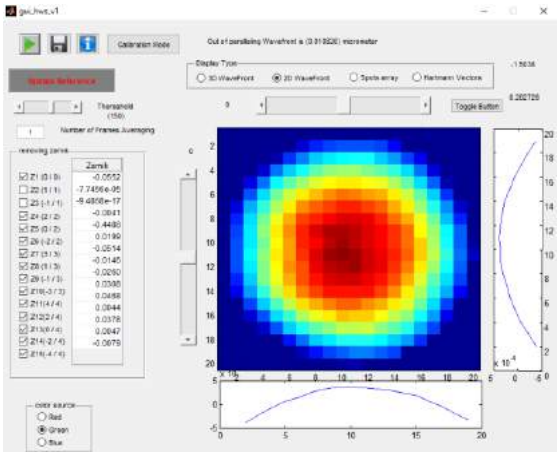
شکل ۸: طرحواره اندازه‌گیری ناکانونی جبهه‌موج توسط حسگر هارتمن

برای سنجش ابیراهی با استفاده از حسگر هارتمن ابتدا نیاز به ثبت یک مرجع است و در اینجا مرجع حالتی است که ناکانونی در جبهه‌موج ایجاد نشده است. پس از ثبت مرجع، با ایجاد ناکانونی در جبهه‌موج توزیع فاز آن ثبت می‌شود. شکل ۹ توزیع فاز ناکانونی اندازه‌گیری‌شده با استفاده از حسگر هارتمن را نشان می‌دهد.

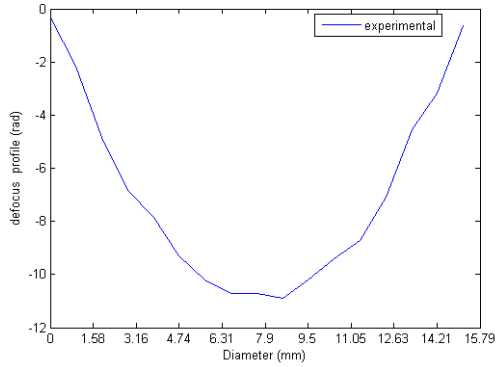
نمایه یک بعدی از توزیع فاز ناکانونی تجربی در شکل ۱۰ نشان داده شده است و مقدار ناکانونی ۱۱/۳ رادیان است.

۵- نتیجه‌گیری

در این مقاله روش تمام‌نگاری دیجیتالی محوری برای اندازه‌گیری ابیراهی ناکانونی استفاده شد. با توجه به نتایج حاصل از اندازه‌گیری با استفاده از حسگر هارتمن، مشهود



شکل ۹: توزیع فاز ناکانونی ثبت شده با استفاده از حسگر هارتمن



شکل ۱۰: نمایه یک بعدی ابیراهی ناکانونی در چیدمان حسگر هارتمن

است که نتایج تجربی اندازه‌گیری ابیراهی ناکانونی به روش پیشنهادی با آن مطابقت دارد. در اندازه‌گیری به روش تمام‌نگاری محوری ابیراهی ناکانونی ۱۰/۹ رادیان به دست آمد و در استفاده از حسگر هارتمن این ابیراهی ۱۱/۳ رادیان به دست آمده است که اختلافی در در حدود ۴ درصد با هم دارند. با توجه به تطابق نتایج می‌توان این مسئله را مطرح کرد که آیا سایر مرتبه‌های ابیراهی را نیز می‌توان با روش تمام‌نگاری محوری به دست آورد؟

مراجع

[1] Tyson, Robert K. *Principles of adaptive optics*. CRC press, (2015).

[2] Malacara, Daniel, ed. *Optical shop testing*. Vol. 59. John Wiley & Sons, 2007.

[3] Gabor, D., Apparatus for producing images of small objects by photographic means. Patent, 1947.

[4] Schnars, U. and W. Jüptner, Direct recording of holograms by a CCD target and numerical reconstruction. Applied optics, 1994. 33(2): p. 179-181.

[5] Latychevskaia, T. and H.-W. Fink, Practical algorithms for simulation and reconstruction of digital in-line holograms. Applied optics, 2015. 54(9): p. 2424-2434.

[6] Wyant, James C. "Basic wavefront aberration theory for optical metrology." Applied optics and optical engineering, (1992): 28-39.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

لیزر پالسی، تک مد عرضی، توان بالا و قطبیده بلور $YVO_4/Nd:YVO_4$ گوه‌ای شکل تحت دمش ۸۸۸ نانومتر توسط مدولاتور آکوستو-اپتیکی

علی اسکندری[۱]، امین احمدی[۲]، سید مهدی موسوی[۲]، عبدالله علیزاده[۱]، محمد اسدپور[۱]

۱- گروه برق - دانشکده فنی و مهندسی - دانشگاه بناب - بناب ۵۵۵۱۷۶۱۱۶۷- ایران – alizadeh@bonabu.ac.ir

۲- شیراز، دانشگاه شیراز، دانشکده علوم، بخش فیزیک

در این مقاله نتایج حاصل از برپایی یک لیزر توان بالا با نرخ تکرار بالا ارائه شده است. ویژگی بارز این لیزر استفاده از یک بلور مرکب گوه‌ای شکل $Nd:YVO_4$ به عنوان محیط بهره می‌باشد. در حالت عملکرد موج پیوسته، تحت ۵۷ وات دمش در طول موج nm ۸۸۸، مقادیر ۱۹/۵ وات برای عملکرد در حالت‌های TEM_{00} و ۲۳/۴ وات برای حالت چند مد تولید شده است. همچنین با استفاده از مکانیزم کلیدزنی-Q آکوستو -اپتیکی با فرکانس kHz ۲۰۰ ، توان متوسط ۱۹ وات و توان دمشی ۵۷ وات به دست آمده است. فاکتور کیفیت لکه نیز برابر با ۲/۴ در حالت چند مد و کمتر از ۱/۳ در حالت TEM_{00} اندازه‌گیری شد.

کلید واژه- کلیدزنی Q- مدولاتور آکوستو اپتیکی- لیزر دمش از انتها- بلور $Nd:YVO_4$.

Pulsed, single transverse mode, high power and polarized wedge $YVO_4/Nd:YVO_4$ laser pumped at 888 nm with acousto-optic modulator

Ali Eskandari[1], Amin Ahmadi[2], Seyyed Mahdi Mousavi[2], Abdollah Alizadeh[1] , Mohammad Asadpour[1]

1- Department of Electrical Engineering, University of Bonab, Bonab 5551761167, Iran, email: alizadeh@bonabu.ac.ir

2- Shiraz, Shiraz university, collage of science, physics department

In this paper, the results of a high power and high repetition rate laser have been presented. The significant feature of this laser is a composite and wedge $Nd:YVO_4$ crystal as a gain medium. In continuous wave operation, we obtain 19.5 W and 23.4 W laser under 57 W pump power for TEM_{00} and multimode operation, respectively. Using acousto-optics Q-switching mechanism, 19 W average output power is produced at 200 kHz under 57 W pump power. The beam quality factor is measured to 2.4 and 1.3 for multimode and TEM_{00} operation, respectively.

Keywords: Q-switching- acousto optics modulator- end pumped laser- $Nd:YVO_4$ crystal.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

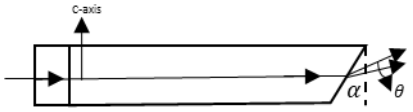
امروزه لیزرهای حالت‌جامد دمش دیودی با نرخ تکرار بالا کاربردهای فراوانی در حوزه‌های صنعت و دانش دارند[۱]. عملکرد در نرخ تکرار بالا را می‌توان از طریق کلید زنی Q خصوصاً روش کلید زنی Q فعال به دلیل انرژی پایدار پالس تولید کرد. در این بین کلید زنی Q آکوستو-اپتیکی بهترین روش برای تولید پالس‌های با نرخ تکرار و توان قله بالا می‌باشد. در این بین روش‌های دمش عرضی در لیزرهای دمش دیودی اکثرا توان قله پایینی دارند و کیفیت باریکه ضعیفی را از خود نشان می‌دهند[۲]. در مقابل سیستم‌های دمش از انتها به دلیل همپوشانی بالا بین مد مرتبه اول (TEM_{00}) و نور دمشی، امکان تولید لیزر با کیفیت لکه عالی را فراهم می‌کند. اما به دلیل تمرکز بالای نور دمشی در سیستم‌های دمش از انتها در یک شعاع لکه کوچک، اثرات گرمایی مانند استرس حرارتی، دو شکستی القایی[1] و اثرات لنز شدگی گرمایی می‌تواند کارایی و بهره لیزر را کاهش دهد و همچنین باعث کاهش کیفیت پرتو لیزری و ناپایداری رزوناتور لیزری شود[۳]. برای رفع این مشکل می‌توان از بلورهای مرکب یا طول موج دمشی متفاوت، خصوصا ۸۸۸ نانومتر برای بلور $Nd:YVO_4$ استفاده کرد[۴].

در این مقاله ابتدا با انتخاب یک بلور وانادیت[2] با شرایط خاص، امکان تولید لیزر کاملا قطبیده و همچنین کاهش قابل توجه اثرات گرمایی مورد بررسی قرار گرفته است. چیدمان آزمایشگاهی با طراحی مناسب تشدیدگر با استفاده از روش ماتریس ABCD، برپا شده است و نتایج به دست آمده ارائه شده است.

۲- تئوری

۲-۱- عملکرد قطبیده

به منظور قطبیده بودن کامل خروجی لیزر می‌توان از یک بلور گوه‌ای مانند شکل (۱) استفاده کرد. در این حالت به دلیل آنکه ضریب شکست این بلور در طول موج ۱۰۶۴ نانومتر در راستاهای عادی و غیرعادی به ترتیب برابر ۱/۹۵۷۳ و ۲/۱۶۵۹ می‌باشد، مطابق شکل (۱)، قطبش-های π و σ سطح مقطع گسیل القایی و جهت انتشار متفاوتی را تجربه می‌کنند. این امر باعث می‌شود که با هم‌راستاسازی جهت آینه خروجی با پرتو مورد نظر، یک قطبش کاملا از بین برود و قطبش دیگر را به طور کامل حفظ کرد. بنابراین سیستم کاملا قطبیده عمل می‌کند. در این حالت اگر قطبش π انتخاب شود، نسبت قطبش بزرگتر از ۱۰۰:۱ می‌شود. مطابق معادلات، کمترین زاویه α به منظور برآورده کردن این شرط ۱/۵ درجه خواهد شد[۴].



شکل ۱- شماتیک بلور $Nd:YVO_4$

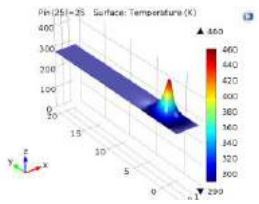
۲-۲- آنالیز حرارتی

در این مقاله از یک بلور مرکب $Nd:YVO_4/YVO_4$ با ابعاد mm (20+3)×3×3 و درصد آلاییدگی ۰/۸٪ استفاده شده است. معادلات مربوط به توزیع دما در یک بلور مکعبی شکل و تحت دمش توسط نور لیزر دیودی را می‌توان در منابع زیادی پیدا کرد[۳]. جهت بیان اثرات گرمایی، توزیع دما در داخل بلور در دو طول موج دمشی ۸۰۸nm و ۸۸۸nm با استفاده از نرم افزار کامسول و روش المان محدود بررسی شده است و نتایج در شکل (۲) نشان داده شده‌اند. در این شکل توان دمشی برابر با ۲۵ وات و شعاع لکه دمشی ۵۶۰ میکرومتر می‌باشد. پارامترهای مورد استفاده از منبع[۳] آورده شده است. همان‌طور که دیده می‌شود، انتخاب طول موج ۸۸۸nm نسبت به ۸۰۸nm به دو دلیل برتری دارد: ۱- نقص کوانتومی از ۲۴/۱٪ برای دمش ۸۰۸nm به ۱۶/۵٪ برای دمش ۸۸۸nm کاهش می‌یابد[۳] که باعث کاهش اثرات حرارتی محیط بهره می‌شود. ۲- ضریب جذب کمتر در طول موج ۸۸۸nm باعث توزیع دما به صورت متقارن‌تر در طول بلور می‌شود. حداکثر دما در طول موج های دمشی ۸۰۸nm و ۸۸۸nm به ترتیب برابر با ۴۶۰ و ۳۲۵ درجه کلوین می‌باشد. مطابق انتظار به دلیل کاهش قابل توجه گرادیان‌های دمایی عرضی و طولی در حالت دمش ۸۸۸nm، فاصله کانونی عدسی گرمایی نسبت به دمش ۸۰۸nm بسیار بلندتر می‌شود. این فاصله کانونی بلندتر باعث راحتی

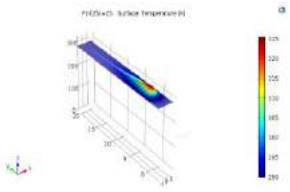
1- Birefringence
2 $Nd:YVO_4$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

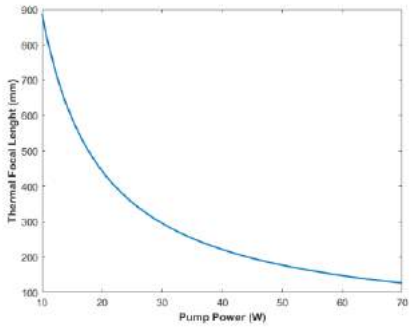
طراحی تشدیدگر لیزر و عملکرد پایا در حد توان‌های دمشی بالا و در نتیجه بازده بالا و کیفیت لکه عالی می‌شود. شکل (۳) فاصله کانونی عدسی گرمایی بلور مورد نظر تحت دمش ۸۸۸nm را بر حسب توان دمشی نشان می‌دهد.



شکل ۲-الف توزیع دما در بلور $Nd:YVO_4$ برای دمش ۸۰۸ نانومتر



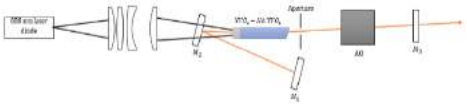
شکل ۲-ب توزیع دما در بلور Nd:YVO4 برای دمش ۸۸۸ نانومتر



شکل ۳- طول عدسی گرمایی بر حسب توان دمشی لیزر دیود

۳- چیدمان تجربی

چیدمان لیزر به صورت شماتیک در شکل (۴) نشان داده شده است. نور یک لیزر دیودی با بیشینه توان ۶۰ وات و قطر فیبر ۴۰۰ میکرومتر از طریق سیستم اپتیکی متشکل از چهار عدسی بر روی بلور وانادیت متمرکز می شود. قطر لکه دمشی بر روی محیط بهره برابر با ۱۱۲۰ میکرومتر است. تشدیدگر طراحی شده، یک تشدیدگر V شکل است. آینه M_1 یک آینه تخت با پوشش AR در ۸۸۸nm و HR در ۱۰۶۴nm می‌باشد. آینه M_2 نیز یک آینه تخت با پوشش HR در ۱۰۶۴nm می‌باشد. از یک آینه تخت با ۳۰٪ عبور به عنوان آینه خروجی لیزر استفاده شده است.

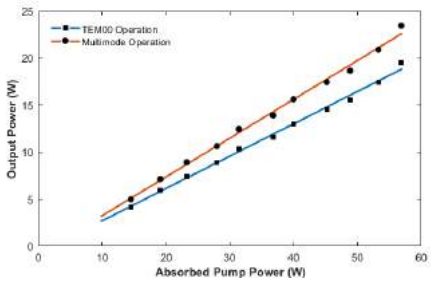


شکل ۴ - چیدمان آزمایشگاهی لیزر مورد استفاده

از آنجا که به منظور عملکرد بهینه لیزر در مد TEM00، نسبت شعاع لیزری به شعاع دمشی باید برابر با ۰/۷ باشد، فاصله آینه M_1 تا ابتدای بلور (l_1) برابر با ۱۲ سانتیمتر و از انتهای بلور تا آینه M3 (l_2) برابر با ۱۳/۴ سانتیمتر انتخاب شده است. با توجه به محاسبات ABCD برای آنکه بتوان به عملکرد TEM00 رسید، یک شکاف با قطر ۶۰۰ میکرومتر و در فاصله ۲ سانتی‌متری از انتهای بلور در داخل چیدمان قرار داده شده است. به منظور تولید پالس های کوتاه نیز یک Q-Switch آکوستو اپتیکی با فرکانس ۲۴ مگاهرتز در چیدمان قرار داده شده است.

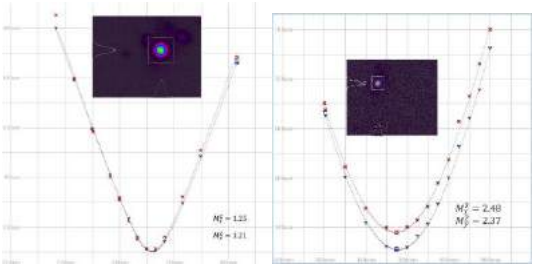
۳-۱- عملکرد لیزر در حالت پیوسته

شکل (۵) توان خروجی لیزر بر حسب توان جذب شده را برای دو حالت با حضور و عدم حضور شکاف نشان می‌دهد. همانطور که مشخص است، قرار دادن شکاف باعث افت توان در حدود ۲۰ درصد شده است. در توان دمشی ۵۷ وات، توان خروجی در حالت چند مدی برابر با ۱۹/۵۵ و در حالت TEM_{00} برابر با ۲۳/۴۶ اندازه‌گیری شده است، که متناظر با بازدهی در حدود ۳۵ و ۴۱ درصد می‌شود. اگرچه حضور شکاف باعث افت توان شده است اما همانطور که از شکل (۶) می‌توان دید، کیفیت لکه به میزان قابل توجهی بهبود یافته است و از مقادیر $M_x^2 = 2.48,\ M_y^2 = 2.37$ به مقادیر $M_x^2 = 1.21,\ M_y^2 = 1.21$ رسیده است. نتیجه این قسمت را می توان لیزر TEM_{00} با توان بیشینه ۱۹/۵۵ و کیفیت لکه ۱,۲ دانست.



شکل ۵ - نمودار توان خروجی لیزر بر حسب توان جذب شده در محیط بهره در دوحالت چند مد و TEM00

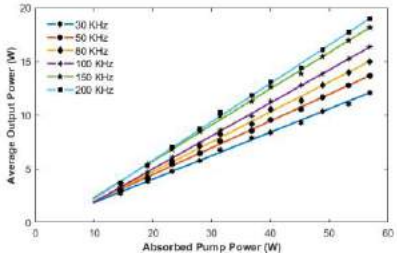
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد



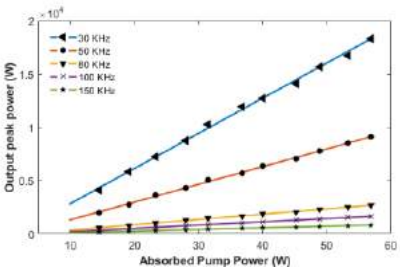
شکل ۶ - کیفیت پرتو در دوحالت چند مد و TEM00

۲-۳- عملکرد پالسی

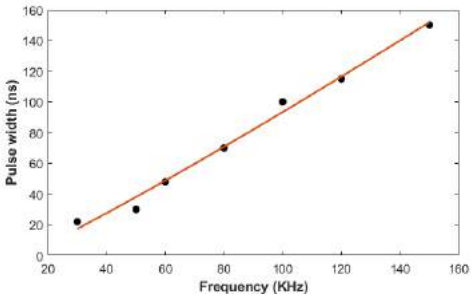
شکل‌های (۷) و (۸) به ترتیب توان متوسط خروجی و توان قله لیزر را برای چند فرکانس متفاوت نشان می‌دهند. توان متوسط لیزر با کاهش فرکانس کاهش می‌یابد و به عنوان مثال از مقدار ۱۹ در ۲۰۰ کیلوهرتز به مقدار ۱۲/۰۸ در ۳۰ کیلوهرتز می‌رسد. در مقابل با کاهش فرکانس توان قله افزایش می‌یابد. دلیل این امر کاهش قابل توجه پهنای پالس لیزر با کاهش فرکانس می‌باشد. این کاهش پهنای پالس در فرکانس‌های مختلف در شکل (۹) نشان داده شده است. همچنین شکل (۱۰) نشان دهنده پهنای پالس و شکل پالس خروجی لیزر در فرکاس ۳۰ کیلوهرتز می‌باشد، که در فرکانس مذکور پهنای پالس لیزر برابر با ۲۲ نانوثانیه و توان قله خروجی برابر با ۱۸ کیلووات بدست آمده است.



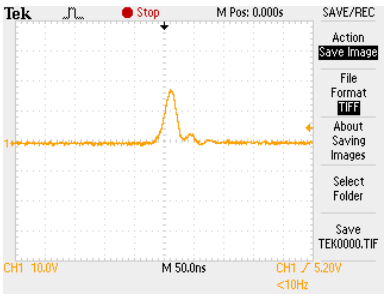
شکل ۷ - نمودار توان متوسط خروجی لیزر در فرکانس‌های مختلف بر حسب توان جذب شده در محیط بهره



شکل ۸ - نمودار توان قله خروجی لیزر در فرکانس‌های مختلف بر حسب توان جذب شده در محیط بهره



شکل ۹ - نمودار پهنای پالس لیزر در فرکانس‌های مختلف



شکل ۱۰ - شکل پالس خروجی لیزر در فرکانس ۳۰ کیلوهرتز

۴- نتایج

جهت پالسی کردن لیزر، از یک Q-Switch آکوستواپتیکی 24MHz استفاده شده است که اغلب در طراحی لیزرهای حکاکی و صنعتی از این نوع سوییچ‌ها استفاده می‌شود. با توجه به نتایج عملی بدست آمده می‌توان به این نتیجه رسید که با قرار دادن یک شکاف در فاصله مشخص در طول چیدمان با استفاده از ماتریس‌های ABCD می‌توان کیفیت پرتو لیزری را به میزان قابل ملاحظه‌ای افزایش داد و با توجه به شکل‌های (۸) و (۹) قابل مشاهده است که با کاهش فرکانس لیزر، علی‌رغم کاهش توان متوسط خروجی لیزر، به دلیل کاهش پهنای پالس لیزر توان قله به میزان زیادی افزایش می‌یابد.

مراجع

[1] N. Hodgson, et al., “Diode-pumped TEM00 mode solid state lasers and their micromachining applications,” in *Proc. SPIE–Int. Soc. Opt. Eng. (USA)*, Vol. 4977, pp. 281–294.(2014)

[2] X. Yan, et al., “2 MHz AO Q-switched TEM00 grazing incidence laser with 3 at.% neodymium doped Nd:YVO4,” IEEE. J. Quantum. Elect., Vol. **44**, pp. 1164–1170, (2008).

[3] Z. Xiong, et al., “Detailed investigation of thermal effects in longitudinally diode-pumped Nd: YVO4 lasers,” IEEE. J. Quantum. Elect., Vol. 39, pp. 979-986, (2008).

[4] Zheng, et al., "High-stability single-frequency green laser with a wedge Nd: YVO 4 as a polarizing beam splitter." Optics Communications 283, no. 2 (2010): 309-312.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

حالت‌های کر جابجاشده‌ی فوتون‌افزوده غیرخطی و ویژگی‌های آماری آن‌ها

غلامرضا لشکری وند، غلامرضا هنرآسا و حسن پاکارزاده

دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شیراز، شیراز

چکیده – در این مقاله، حالت‌های کر جابجاشده‌ی فوتون‌افزوده غیرخطی به عنوان میدان خروجی از یک تداخل‌سنج ماخ –زندرحاوی محیط کر زمانی که میدان‌های ورودی حالت همدوس فوتون‌افزوده تغییرشکل یافته و حالت خلا هستند، معرفی می‌گردد. در ادامه، به عنوان تحقق فیزیکی حالت‌های معرفی‌شده، رهیافت مطرح‌شده برای پتانسیل پوش-تلر اعمال و توزیع تعداد فوتون و پارامتر مندل آن‌ها بررسی می‌شود. نتایج نشان می‌دهد حالت‌های معرفی‌شده را می‌توان به عنوان حالت‌های غیرکلاسیکی در نظر گرفت.

کلید واژه- تداخل‌سنج ماخ-زندر، حالت‌های کر جابجاشده، حالت‌های فوتون‌افزوده، توزیع تعداد فوتون، پارامتر مندل

Nonlinear Photon-Added Displaced Kerr States and Their Statistical Properties

Gholamreza Lashkarivand, Gholamreza Honarasa and Hassan Pakarzadeh

Department of Physics, Shiraz University of Technology, Shiraz

Abstract- In this paper, nonlinear photon-added displaced Kerr states are introduced as the output field of a Mach-Zehnder interferometer including the Kerr medium when the input fields are the deformed photon-added coherent state and the vacuum state. As the physical realization, the presented approach is applied to the Poschl-Teller potential and their photon number distribution and Mandel parameter are studied. The results show that the introduced states can be considered as the nonclassical states.

Keywords: Mach-Zehnder interferometer, Displaced Kerr state, Photon-added coherent states, Photon number distribution, Mandel Parameter

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

امروزه ویژگی‌های غیرکلاسیکی میدان‌های تابشی در اپتیک کوانتومی به دلیل کاربردهایی که در حوزه اطلاعات کوانتومی، مخابرات کوانتومی، رمزنگاری کوانتومی و ... دارند[۱]، از اهمیت فراوانی برخوردارند. تعمیم حالت‌های همدوس می‌تواند باعث بروز ویژگی‌های غیرکلاسیکی گردد و استفاده از یک تابع غیرخطی برای تغییرشکل حالت‌های همدوس، از مهمترین تعمیم‌های حالت‌های همدوس استاندارد محسوب می‌شود که به این حالت‌های تعمیم‌یافته، حالت‌های همدوس غیرخطی می‌گویند[۲].

یکی دیگر از حالتهای همدوس تعمیم‌یافته، حالت فوتون‌افزوده است که با به‌کارگیری مکرر عملگر خلق فوتون روی پایه‌های حالت همدوس به‌دست می‌آید. این حالت‌ها توسط اگروال و تارا در سال ۱۹۹۹ معرفی [۳] و چند سال بعد بوسیله زاواتا و همکارانش[۴] به طور تجربی محقق شدند. افزودن فوتون به میدان‌های گاوسی می‌تواند منجر به بروز و نمایش ویژگی‌های غیرکلاسیکی شود[۵]. حالت‌های فوتون‌افزوده تغییرشکل یافته در سال ۲۰۱۱ معرفی گردید و ویژگی‌های غیرکلاسیکی آن مورد بررسی قرار گرفت[۶]. اخیرا حالت‌های کر جابجاشده غیرخطی که از تداخل بین یک حالت همدوس فوتون‌افزوده و حالت خلا در یک تداخل‌سنج ماخ-زندر حاوی محیط کر به دست می‌آیند معرفی شده است[۷].

در این مقاله، برای اولین بار، با در نظر گرفتن حالت‌های فوتون‌افزوده‌ی تغییرشکل یافته، به‌عنوان حالت ورودی محیط کر و قراردادن آن‌ها در یک تداخل‌سنج ماخ-زندر، دسته متمایزی از حالت‌های کر جابجاشده فوتون‌افزوده غیرخطی(ψ_{NDKS})، معرفی و سپس ویژگی‌های آماری آن‌ها بررسی می شود.

۲- حالت‌های کر جابجاشده‌ی فوتون‌افزوده غیرخطی

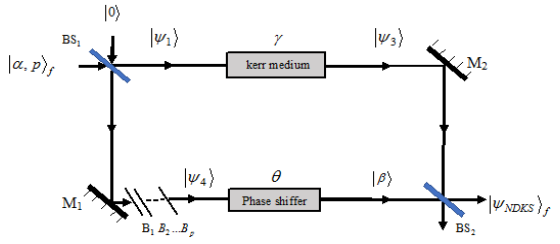
حالت‌های همدوس غیرخطی به‌عنوان ویژه‌حالت‌های عملگر نابودی تغییرشکل یافته‌ی $\hat{A}=\hat{a}f(\hat{n})$ که در آن $f(\hat{n})$ تابعی از عملگر تعداد $\hat{n}=\hat{a}^{\dagger}\hat{a}$ است، تعریف می‌شوند $\hat{A}|\alpha\rangle_f=\alpha|\alpha\rangle_f$ [۲و۸]. حالت‌های همدوس فوتون‌افزوده تعمیم‌یافته از اعمال p مرتبه عملگر خلق تغییرشکل یافته بر حالت‌های همدوس غیرخطی به صورت زیر به‌دست می‌آیند[۶]:

$$|\alpha,p\rangle_f = N_1 A^{\dagger p}|\alpha\rangle_f \quad (1)$$
$$= N_1\sum_{n=0}^{\infty}\frac{[f(n+p)]!}{[f(n)]!^2}\frac{\alpha^n\sqrt{(n+p)!}}{n!}|n+p\rangle$$

که در آن $[f(n)]!=f(n)...f(1)$ و

$$N_1=\left(\sum_{n=0}^{\infty}|\alpha|^{2n}\frac{[f(n+p)]!^2}{[f(n)]!^4}\frac{(n+p)!}{n!^2}\right)^{-1/2} \quad (2)$$

ضریب بهنجارش است. یک طرح آزمایشگاهی بر اساس تداخل‌سنج ماخ-زندرکه شامل یک محیط غیرخطی کر در یک شاخه و یک انتقال‌دهنده فاز در شاخه دیگر است(شکل۱)، می‌تواند حالت‌های کر جابجاشده‌ی فوتون‌افزوده غیرخطی را به‌وجود آورد. حالت همدوس فوتون‌افزوده‌ی تغییرشکل یافته‌ی $|\alpha,p\rangle_f$ با حالت خلاء در پرتوشکاف BS_1 تداخل کرده و در شاخه‌ی بالای تداخل‌سنج، پس از عبور از یک محیط کر با ثابت $\gamma=2\chi L/\upsilon$ (L طول محیط کر، υ سرعت فاز در محیط کر و χ ضریب جفت‌شدگی مرتبط با پذیرفتاری مرتبه سوم محیط کر) و با عملگر تحول در تصویر برهم‌کنش $\hat{U}_k(\gamma)$ به یک حالت کر غیرخطی تبدیل می‌شود. در شاخه پایین با گذر از p پرتوشکاف متوالی، p فوتون از حالت همدوس فوتون‌افزوده‌ی تغییرشکل یافته کم می‌شود و با عبور از یک انتقال‌دهنده‌ی فاز، در پرتوشکاف BS_2 با شاخه‌ی بالا درهم‌آمیخته و حالت میدان خروجی $|\psi_{NDKS}\rangle_f$ را ایجاد می‌نماید.



شکل ۱: نمایی ساده از طرح‌واره‌ی حالت کر غیرخطی جابجاشده با ورودی حالت فوتون‌افزوده‌ی تغییرشکل یافته و حالت خلا.

اگر برهم‌کنش پرتو خروجی از پرتوشکاف BS_1 با محیط کر

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

غیرخطی در شاخه‌ی بالای تداخل‌سنج را با هامیلتونی $H=\hbar\omega a^{\dagger}a+\hbar\chi a^{\dagger 2}a^{2}$ بیان کنیم [۷]؛ حالت خروجی از محیط کر به صورت $|\psi_3\rangle=\hat{U}_k(\gamma)|\psi_1\rangle$ به‌دست می‌آید که در آن $\hat{U}_k(\gamma)=\exp[i\frac{\gamma}{2}\hat{n}(\hat{n}-1)]$ است. بنابراین:

$$|\psi_3\rangle=\hat{U}_k(\gamma)|\alpha,p\rangle_f = N_1\sum_{m=0}^{\infty}[e^{i\frac{\gamma}{2}(m+p)(m+p-1)}\times\frac{[f(m+p)]!}{[f(m)]!^2}\times\frac{\alpha^m\sqrt{(m+p)!}}{m!}|m+p\rangle] \quad (۳)$$

در شاخه‌ی دیگر، پس از بیرون کشیدن p فوتون توسط پرتوشکاف‌های متوالی که ضرایب عبور بالایی دارند، در انتقال‌دهنده فاز دچار جابجایی فاز می‌شود ($|\beta\rangle$) و در پرتوشکاف BS_2 با حالت کر فوتون‌افزوده‌ی غیرخطی تداخل می‌کند و حالت کر جابجاشده‌ی فوتون‌افزوده غیرخطی را ایجاد خواهد کرد. چنانچه پرتوشکاف BS_2 بازتابندگی بالایی داشته باشد ($r\approx 1$)، افت‌وخیزهای کوانتومی شاخه‌ی پایین در خروجی نهایی تاثیر ندارد و فقط نقش یک نیروی محرکه‌ی کلاسیک را بازی می کند که به وسیله‌ی عملگر جابجایی $\hat{D}(\beta)=\exp(\beta a^{\dagger}-\beta^{*}a)$ توصیف می‌شود[۹]. حالت خروجی به صورت زیر به دست می‌آید:

(۴)

$$|\psi_{NDKS}\rangle_f=\frac{1}{N}\hat{D}(\beta)|\psi_3\rangle= \frac{N_1}{N}\sum_{m=0}^{\infty}[e^{i\gamma/2(m+p)(m+p-1)}\frac{[f(m+p)]!}{[f(m)]!^2}\times\frac{\alpha^m\sqrt{(m+p)!}}{m!}\hat{D}(\beta)|m+p\rangle]$$

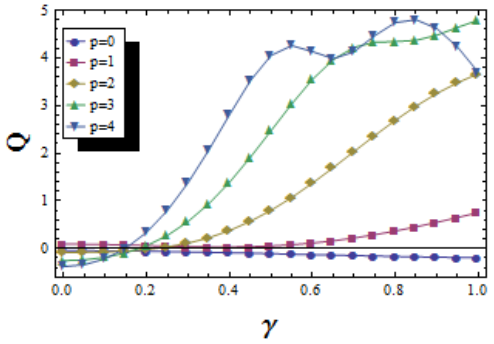
۳- ویژگی‌های آماری

تابع غیر خطی $f(\hat{n})$ این امکان را فراهم می‌کند تا با انتخاب مناسب آن برای هر سامانه فیزیکی، پارامترهای استاندارد مربوط به آن سامانه را محاسبه وتحلیل کرد. در این مقاله، دو ویژگی آماری توزیع تعداد فوتون و پارامتر مندل را برای پتانسیل پوش- تلر که کاربردهای متنوعی در زمینه‌های مختلف فیزیکی دارد را مورد مطالعه قرار داده‌ایم. تابع غیرخطی متناظر با این پتانسیل به صورت $f(\hat{n})=\sqrt{n+\nu}$ و $\nu>2$ در نظر گرفته می‌شود[۱۰].

۳-۱- پارامتر مندل

پارامتر مندل که به صورت $Q=\frac{\langle n^2\rangle-\langle n\rangle^2}{\langle n\rangle}-1$ تعریف می‌شود، میزان انحراف توزیع حالت‌ها را از آمار پواسونی نشان می‌دهد؛ به طوریکه $Q>0$ متناظر با توزیع فراپواسونی(حالت کلاسیکی)، $Q<0$ متناظر با توزیع زیرپواسونی(حالت غیرکلاسیکی) و $Q=0$ متناظر با توزیع پواسونی(حالت همدوس) می‌باشد. با محاسبه مقادیر چشم‌داشتی روی حالت کر جابجاشده‌ی فوتون‌افزوده غیرخطی معرفی‌شده پارامتر مندل به‌دست می‌آید.

در شکل ۲ نحوه تغییرات پارامتر مندل بر حسب γ نمایش داده شده است. مشاهده می‌شود که در حالت $p=0$ که معادل یک حالت کر جابجاشده بدون فوتون برانگیخته‌شده است، پارامتر مندل برای تمام مقادیر γ منفی می‌شود و آمار زیرپواسونی از خود نشان می‌دهد. با افزایش p این رفتار به سمت γ های کوچکتر متمایل می‌گردد.



شکل ۲: پارامتر مندل به صورت تابعی از γ برای مقادیر مختلفp و $\alpha=1$، $\beta=2$و$\nu=3$

۳-۲- توزیع تعداد فوتون

احتمال یافتن فوتون از ویژگی‌های کلیدی هر حالت کوانتومی است. با استفاده از رابطه‌ی زیر[۱۱]:

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

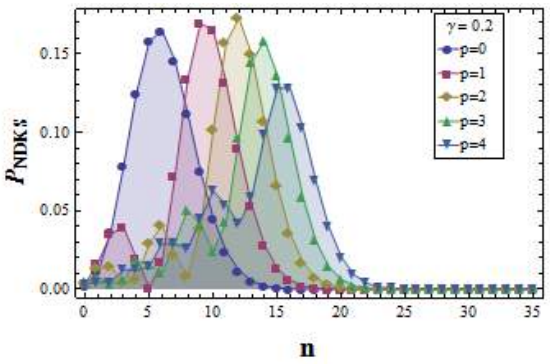
$$\langle n|\hat{D}(\beta)|m\rangle = e^{-|\beta|^2/2}\begin{cases}\beta^{n-m}(\frac{m!}{n!})^{1/2}L_m^{n-m}(|\beta|^2), n\geq m\\ (-\beta^*)^{m-n}(\frac{n!}{m!})^{1/2}L_n^{m-n}(|\beta|^2),\ n<m\end{cases} \quad (۵)$$

که در آن $L_n^m(x)$ چند جمله‌ای لاگر وابسته است می‌توان توزیع تعداد فوتون P_{NDKS} را به صورت زیر به‌دست آورد:

$$P_{NDKS} = \left|\langle n|\psi_{NDKS}\rangle_f\right|^2$$
$$= \left|\frac{N_1}{N}\right|^2 e^{-|\beta|^2}\left|\sum_{m=0}^{\infty}[\frac{[f(m+p)]!}{[f(m)]!^2}\frac{\alpha^m}{m!}\right.$$
$$\times\begin{cases}\left.\frac{(m+p)!}{\sqrt{n!}}e^{i\gamma/2(m+p)(m+p-1)}\beta^{n-m-p}L_{m+p}^{n-m-p}(|\beta|^2)]\right|^2, n\geq m+p\\ \left.\sqrt{n!}e^{i\gamma/2(m+p)(m+p-1)}(-\beta^*)^{m+p-n}L_n^{m+p-n}(|\beta|^2)]\right|^2, n<m+p\end{cases} \quad (۶)$$

که در آن

$$\left|\frac{N_1}{N}\right|^2 = \left(\sum_{m=0}^{\infty}|\alpha|^{2m}\frac{[f(m+p)]!^2}{[f(m)]!^4}\frac{(m+p)!}{m!^2}\right)^{-1} \quad (۷)$$



شکل ۳: توزیع تعداد فوتون برای مقادیر مختلف p و $\gamma = 0.2$.

در شکل۳ ، P_{NDKS} برحسب تعداد فوتون n برای مقادیر مختلف p و پارامتر محیط کر $\gamma = 0.2$ رسم شده است. همانطور که مشاهده می‌شود آمار فوتونی با افزایش p (در محدوده‌ای که رفتار زیرپواسونی دارند)، باعث جایگزیده‌تر شدن توزیع فوتون‌ها شده و با افزایش بیشتر p پس از وارد شدن به محدوده‌ی فراپواسونی، توزیع فوتون گسترده‌تر می‌شود و به تدریج این توزیع، نوسانی و نامنظم شده که می‌تواند ناشی از تداخل در فضای فاز باشد.

۴- نتیجه‌گیری

دراین مقاله حالت‌های کر جابجاشده‌ی فوتون‌افزوده غیرخطی معرفی گردید. این حالت‌ها از تداخل یک حالت فوتون‌افزوده تعمیم‌یافته با حالت خلا در یک تداخل‌سنج ماخ-زندر حاوی محیط کر ساخته می‌شوند. با بررسی ویژگی‌هایی مانند پارامتر مندل و توزیع فوتون برای حالت ارائه‌شده، مشاهده می‌شود که این حالت‌ها رفتار غیرکلاسیکی از خود نشان می‌دهند و می‌توان آن‌ها را به عنوان حالت‌های غیرکلاسیکی در نظر گرفت.

مراجع

[1] D. Browne, S. Bose, F.Mintert, M.S. Kim, “From quantum optics to quantum technologies”, Quantum Electronics, Vol. 54, pp. 2–18, 2017

[2] R. L.de Matos Filho, W.Vogel, “Nonlinear coherent states”, Phys. Rev. A, Vol. 54, pp. 4560-4563, 1996.

[3] G. S. Agarwal, K. Tara, “Nonclassical properties of states generated by the excitations on a coherent state”, 1991 Phys. Rev. A, Vol. 43, pp. 492-497, 1991.

[4] A. Zavatta, S. Viciani, M. Bellini, “uantum-to-Classical Transition with Single-Photon-Added Coherent States of Light”, Science, Vol. 306, pp. 660-662, 2004.

[5] C. T. Lee, “Theorem on nonclassical states”, Phys. Rev. A, Vol. 52, pp. 3374–3376, 1995.

[6] O. Safaeian, M. K. Tavassoly, “Deformed photon-added nonlinear coherent states and their non-classical properties”, J. Phys. A: Math. Theor., Vol. 44, pp. 225301, 2011.

[7] A. Chatterjee, R. Ghosh, “Nonlinear displaced Kerr state and its nonclassical properties”, J. Opt. Soc. Am. B, Vol. 33, pp. 1511-1522, 2016.

[8] V. L. Man’ko, G. Marmo, E. C. G.Sudarshan, F. Zaccaria, “f-oscillators and nonlinear coherent states” , Phys. Scr., Vol. 55, pp. 528– 541, 1997.

[9] M. Kitagawa, Y. Yamamoto, “Number-phaseminimum-uncertainty state with reduced number uncertainty in a Kerr nonlinear interferometer”, Phys. Rev. A, Vol. 34, pp. 3974–3988, 1986.

[10] G.R. Honarasa, M.K. Tavassoly, M. Hatami, “Quantum phase properties associated to solvable quantum systems using the nonlinear coherent states approach”, Opt. Commun., Vol. 282, pp. 2192–2198, 2009.

[11] R. Tanaś, B. K. Murzakhmetovs, T. Gantsogs, A. V. Chizhov, “Phase properties of displaced number states,” Quantum Opt., Vol. 4, pp. 1–7, 1992.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

خواص بلور غیرخطی BBO و اندازه‌گیری پهنای تپ لیزر فوق‌کوتاه.

الهام نقدی[۱]، ابراهیم صادقی[۱]، حمید نادگران[۲]، صدیقه ملک محمدی[۳]، مهدی موسوی[۲]

[۱] گروه فیزیک، دانشگاه یاسوج، ایران

[۲] گروه فیزیک، دانشگاه شیراز، ایران

[۳] گروه فیزیک، دانشگاه اصفهان، ایران

چکیده - خواص نوری بلور غیرخطی *BBO*، جهت تولید هماهنگ دوم مؤثر از تپ‌های فوق کوتاه با طول موج ۸۰۰ نانومتر بررسی شده است. ضریب مؤثر غیرخطی، واگرایی مجاز، تغییرات زاویه *Walk-off* و شرایط جورشدگی فاز برای این بلور تعیین شده است. بلور مورد نظر در سامانه خودهمبسته‌ساز تداخلی برای اندازه‌گیری پهنای زمانی تپ لیزر *Ti:sapphire* به کار برده شده و سیگنال خودهمبستگی مرتبه دوم اندازه‌گیری شده است.

کلید واژه- بلور BBO، تولید هماهنگ دوم، خودهمبسته‌ساز تداخلی.

BBO nonlinear crystal properties and measurement of pulse duration of ultra-short laser.

E. Naghdi[1], E. Sadeghi[1], H. Nadgaran[2], S. M. Mohammadi[3], M. Mousavi[2]

[1] Department of physics, Yasuj University, Yasuj, Iran

[2] Department of physics, Shiraz University, Shiraz, Iran

[3] Department of physics, Isfahan University, Isfahan, Iran

Abstract- The nonlinear optical properties of BBO for second harmonic generations of femtosecond laser pulses at 800 nm were investigated. The effective nonlinear coefficient, angular acceptance, walk-off angle and effective phase matching conditions have been reported. The crystal has been used for generating of Ti:Sapphire second harmonic and it's pulse duration.

Keywords: BBO crystal, Second harmonic generation, Interferometric autocorrlation.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

با توسعه تکنولوژی لیزر و رشته‌های مرتبط، درک درستی از روابط و ویژگی‌های ساختاری بلورهای غیرخطی مهم‌تر شده است. خصوصیات الکترونیکی از جمله چگالی الکترونی، ساختار نواری، چگالی حالت‌ها و خواص اپتیکی متفاوت در بلورها منجر به رفتارهای متفاوتی در آن‌ها می‌شود. یکی از کاربردهای مهم این بلورها، تولید هماهنگ دوم (SHG) از امواج اصلی لیزرها، با پهنای زمانی و طول‌موج گوناگون است. همچنین رفتارهای غیرخطی نوری، کاربرد فراوانی در پردازش سیگنال‌های نوری دارند. از جمله می‌توان به مدولاسیون دامنه و فرکانس، مقایسه، اصلاح شکل تپ، تولید هماهنگ های بالاتر یا فرکانس‌های جمع و تفاضل اشاره کرد. بازده و کیفیت بالای نور خروجی از بلور و خصوصیات ذاتی آن در بدست آوردن نتایج بهینه بسیار مؤثر است. در این مقاله ویژگی‌های غیرخطی و تولید SHG از لیزر Ti:sapphire در بلور BBO جهت اندازه‌گیری پهنای زمانی تپ لیزر فوق‌کوتاه بررسی شده است.

۲- فرآیند تولید هماهنگ دوم SHG

در فرآیند SHG نور با فرکانس زاویه‌ای ω به قطعه تابیده می‌شود و در اثر خواص غیرخطی، نوری با فرکانس زاویه‌ای 2ω در ماده تولید می‌شود. SHG به دو روش تقسیم می‌شود. در نوع I، دو فوتون با قطبش یکسان هماهنگ دوم با قطبش عمود تولید می‌کنند (ooe یا eeo). در نوع II، دو فوتون با قطبش عمود بر هم SHG تولید می‌کنند (oeo oee, eoo, یا eoe) [۱]. برای تولید SHG از سیگنال پایه دو شرط باید برقرار شود. شرط اول بقای انرژی است. دو فوتون با انرژی‌های متناسب با ω با هم یک فوتون با انرژی متناسب با 2ω تولید می‌کند. شرط دوم بقای اندازه حرکت است. اگر اندازه حرکت نور ورودی k_p و اندازه حرکت نور خروجی در هماهنگ دوم k_s باشد شرط جورشدگی فاز را می‌توان به صورت $k_s - 2k_p = 0$ بیان کرد، که شرط جورشدگی فاز کامل است. از آنجایی که $k_{p\,or\,s} = \frac{2\pi\, n_{p\,or\,s}}{\lambda_{p\,or\,s}}$ است (n ضریب شکست و λ طول موج نور است که اندیس p و s به ترتیب مربوط به نور ورودی و خروجی می‌باشند.) بنابراین باید $n_s = n_p$ باشد. با توجه به پدیده‌ی پاشندگی در ماده، برقراری این شرط بعید است زیرا در اغلب موارد با افزایش فرکانس، ضریب شکست ماده نیز افزایش می‌یابد ($n_p < n_s$). یک راه حل برای برطرف کردن مشکل جورشدگی فاز، استفاده از دوشکستی بودن ماده است که ضریب شکست آن برای قطبش‌های مختلف نوری متفاوت است و می‌توان با انتخاب جهت قطبش نور ورودی و زاویه برش مناسب به جورشدگی فاز کامل رسید [۱-۳].

۱-۲- بررسی بلور BBO از خانواده بورات

خانواده بلورهای بورات بدلیل شفافیت کافی در ناحیه UV ، ضرایب غیرخطی نوری بزرگ، پایداری حرارتی بالا، ویژگی‌های مکانیکی و آستانه آسیب‌پذیری بالا یکی از کارآمدترین بلورها برای تبدیل فرکانس در ناحیه UV هستند. BaB_2O_4(BBO) بلور برجسته از این خانواده است [۱]. پهنای باند طیفی وسیع و گاف نواری بزرگ باعث شده نسبت به دیگر بلورهای غیرخطی از این بلور برای تولید طول‌موج‌های نسبتاً کوتاه استفاده شود. ضرایب شکست عادی و غیرعادی از ضرایب سلمایر بدست می‌آیند [۱]. ساختار کریستال غیرخطی و وجود آن عامل اصلی به‌وجود آورنده سیگنال SHG در سامانه اندازه‌گیری تپ فوق‌کوتاه است. جهت تولید SHG لیزر Ti:sapphire که طول‌موج مرکزی آن ۸۰۰nm است ویژگی‌های اپتیکی این بلور را بررسی کردیم. در ادامه چیدمان آزمایشگاهی و نتایج اندازه‌گیری پهنای زمانی تپ فوق‌کوتاه این لیزر نیز آورده شده است.

جدول ۱: ویژگی فیزیکی و ساختاری بلور BBO [۱-۲]

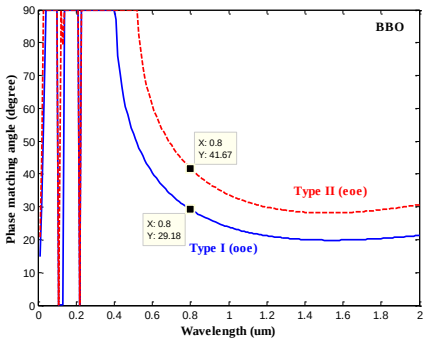
گستره شفافیت	۱۹۰-۳۵۰۰(nm)
ساختار الکترونی	Trigonal
گاف انرژی	۶,۴۲(eV)
نوع بلور	تک محوری منفی
دمای ذوب	۱۰۹۵(°C)
آستانه آسیب لیزری @۱۰۶۴nm, ۱,۳ns	۱۰(GW/cm²)

۲-۲- شبیه‌سازی ویژگی‌های غیرخطی BBO

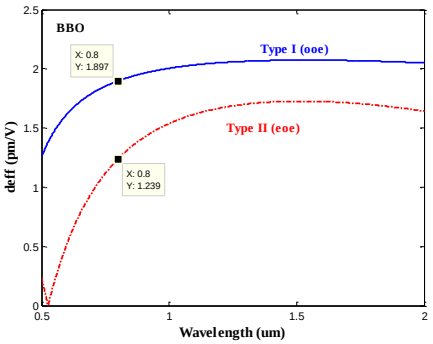
زاویه جورشدگی فاز برای نوع I و II در محدوده طول موجی ۰ تا ۲ μm در شکل (۱) نمایش داده شده است (روابط مورد استفاده از مراجع ذکر شده در زیر شکل‌ها است). انتخاب یک ماده غیرخطی با تأکید بر اندازه ضریب مؤثر غیرخطی صورت می‌گیرد. ضریب مؤثر غیرخطی به ویژگی،

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

ساختار بلور، جهت انتشار پرتو در بلور غیرخطی و نوع قطبش پرتوها بستگی دارد که در شکل ۲ بررسی شده است (شدت نور SHG با توان دوم ضریب مؤثر غیرخطی رابطه مستقیم دارد).

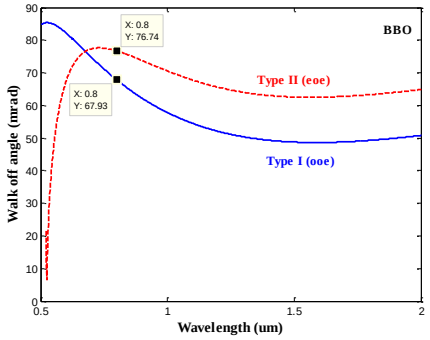


شکل ۱: نمودار جورشدگی فاز بلور BBO جهت تولید SHG [۱و۳].

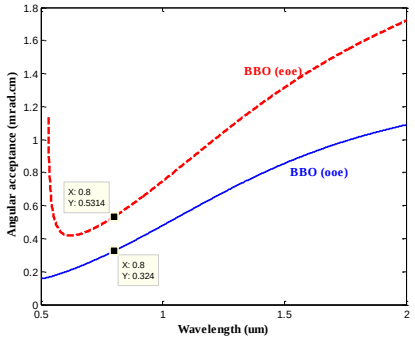


شکل ۲: تغییر ضریب مؤثر غیرخطی نسبت به طول‌موج برای بلور BBO [۱و۴].

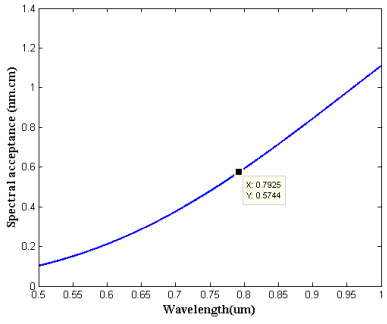
یک اثر مهم که برای تولید SHG باید بررسی شود زاویه Walk-off است و به این دلیل اتفاق می‌افتد که بردار پوئینتینگ موج غیرعادی منتشر شده در بلور دوشکستی، با بردار انتشار آن موازی نیست. این اثر بازده تبدیل نور غیرخطی را محدود می‌کند و پرتوهای عادی و غیرعادی که دارای بردار انتشار هم‌راستا و موازی هستند، هنگامی که از بلور عبور می‌کنند، کاملاً از هم جدا می‌شوند که این کاهش همپوشانی فضایی دو موج را به دنبال خواهد داشت و منجر به کم شدن بازده در هر فرآیند ترکیب غیرخطی که شامل چنین امواجی هستند می‌شود (شکل ۳). پارامتر مهم دیگر برای دستیابی به بازده تبدیل و توان خروجی بالا در فرآیند SHG ، پهنای پذیرش جورشدگی فاز طیفی و فضایی است. این پارامترها دامنه تغییرات جورشدگی فاز برای گستره فضایی و طیفی باریکه ورودی را تعریف می‌کنند (شکل ۴و۵). جهت تولید SHG از لیزر ۸۰۰nm با استفاده از بلور BBO، با توجه به نتایجی که از نمودارها بدست آمد جورشدگی فاز نوع I (ooe) با زاویه ۲۹,۲ که دارای ضریب مؤثر غیرخطی بزرگتر و همچنین زاویه Walk-off کوچکتر است را انتخاب می‌کنیم.



شکل ۳: تغییر زاویه Walk-off بلور در طول‌موج‌های متفاوت [۱و۴].



شکل ۴: تغییر واگرایی مجاز بلور برای طول‌موج‌های متفاوت[۱و۴].

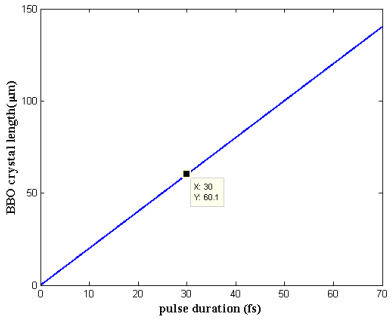


شکل ۵: تغییرات پهنای پذیرش طیفی مجاز بلور BBO نوع I [۱].

طول بلور به دلیل اینکه با بازده تبدیل، پهنای باند جورشدگی فاز و پدیده‌های پاشندگی سرعت گروه و عدم جورشدگی سرعت گروه رابطه دارد عامل مهمی در اندازه-گیری پهنای زمانی تپ فوق‌کوتاه است. هر چه طول بلور کمتر باشد پهنای باند پذیرش طیفی بیشتر است. برای لیزرهای فوق‌کوتاه به دلیل داشتن پهنای طیفی وسیع در حدود چند نانومتر نیاز به بلور با ضخامت در مرتبه میکرومتر داریم. طول بهینه (طولی با بیشترین بازده SHG)

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

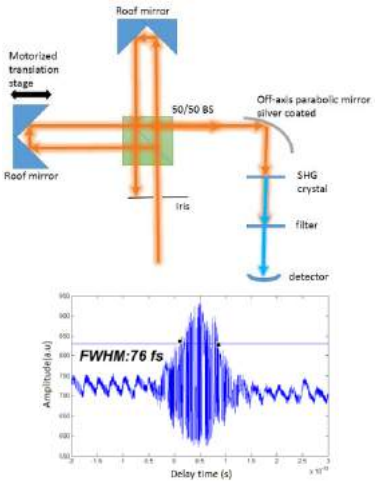
به ازای پهنای تپ متفاوت برای تپ‌هایی با شکل فرضی گاوسی برای بلور مورد نظر شبیه سازی شده است.



شکل ۶: تغییرات طول بلور بر حسب پهنای زمانی متفاوت تپ[۱و۳].

۳-۲- نتایج تجربی

یکی از کاربردهای SHG تپ‌های فوق‌کوتاه، اندازه‌گیری پهنای تپ در خودهمبسته‌ساز (Autocorrelator) مرتبه دوم است که ابزاری جهت اندازه‌گیری پهنای زمانی لیزرهای فوق‌کوتاه است. پاسخ زمانی سریعترین آشکارسازها تنها در حد چند پیکوثانیه است بنابراین توانایی اندازه‌گیری تپ‌هایی در حد فمتوثانیه را ندارند. از این‌رو در کنار هر لیزر فوق‌کوتاه یک ابزار مناسب جهت اندازه‌گیری پهنای تپ آن نیاز است [۳و۵]. چیدمان آزمایشگاهی خود-همبسته‌ساز تداخلی بر مبنای فرآیند غیرخطی SHG برپا شد. بلور BBO نوع I با زاویه برش ۲۹,۲ و ضخامت μm ۲۰۰ نازکترین بلور موجود در آزمایشگاه برای تولید SHG لیزر با طول موج ۸۰۰nm و پهنای تپ ۳۰fs استفاده شد در صورتی که ضخامت لازم برای برآورده کردن شرط جورشدگی فاز برای تپ ۳۰fs حدود μm ۶۰ تخمین زده شده است. این بلور دارای تحمل دمایی بالا، جذب اندک و سختی مناسب برای برش در ضخامت میکرومتر است و برای تولید SHG در ناحیه آبی کاربرد دارد بنابراین گزینه مناسبی برای کاربرد در خودهمبسته‌ساز تداخلی است. برای اندازه‌گیری سیگنال خودهمبستگی باید نور در طول-موج ۸۰۰nm را به طور کامل فیلتر کرد و فقط نور آبی را با استفاده از یک photo multiplier tube (PMT) آشکارسازی و سیگنال خودهمبستگی را ثبت کرد. با استفاده از FWHM این سیگنال و فرض شکل تپ، پهنای تپ لیزر محاسبه می‌شود. میزان پاشندگی سرعت گروه المان‌های اپتیکی که موجب پهن‌شدگی تپ لیزر می‌شود، محاسبه و تصحیحات در اندازه‌گیری تپ لیزر اعمال می-شود. شکل ۷ سیگنال خودهمبستگی مرتبه دوم را نشان می‌دهد. مقدار پهنای زمانی تپ لیزر با فرض گاوسی برابر ۳۹fs بدست آمد که به دلیل استفاده از بلور با طول نامناسب پهنای تپ بدست آمده از مقدار واقعی بزرگتر است.



شکل ۷: سیگنال خودهمبستگی ثبت شده و چیدمان تجربی [۳و۵].

۳- نتیجه‌گیری

در این مقاله فرآیند غیرخطی SHG در بلور BBO برای اندازه‌گیری پهنای تپ ۳۰fs بررسی شد. با توجه به نتایجی که از نمودارها بدست آمد جورشدگی فاز نوع I را جهت SHG انتخاب می‌کنیم. ضخامت نازک بلور منجر به کاهش بازده SHG می‌شود و نور آبی تولید شده توسط PMT آشکارسازی شد.

مراجع

[1] V. G. Dmitriev, G. G. Gurzadyan, D. N. Nikogosyan, *Handbook of Nonlinear Optical Crystals*, springer Third Revised Edition, 1990.

[2] R Akbari, A Major, Optical, "spectral and phase-matching properties of BIBO, BBO and LBO crystals for optical parametric oscillation in the visible and near-infrared wavelength ranges", Laser Phys., Vol 23, pp.035401-035409, 2013.

[۳] ص. ملک محمدی و همکاران، " جذب دو فوتونی تپ‌های فمتوثانیه در LED و ساختن خودهمبسته‌ساز بر مبنای TPA"، ۲۳امین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران، دانشگاه تربیت مدرس، تهران، ۱۳۹۵.

[4] M. Ghotbi and M. Ebrahim-Zadeh, "Optical second harmonic generation properties of BiB_3O_6", Opt. Express. **12**, 6002-6019 (2004).

[5] ص. ملک محمدی و همکاران، " طراحی و ساخت اتوکرلیتور تداخلی فمتوثانیه به روش تولید هماهنگ دوم"، ۲۲امین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران، دانشگاه یزد، یزد، ۱۳۹۴.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

طراحی و شبیه سازی آنتن نوررسانا تراهرتز خودبایاس بر اساس GaN، با استفاده از سد شاتکی نامتقارن

پویا ترکمان، سارا درباری کوزه کنان، محمد جواد محمد زمانی

دانشکده برق و کامپیوتر، دانشگاه تربیت مدرس، تهران

چکیده - در این منبع تراهرتز با استفاده از دو اتصال شاتکی نامتقارن بر روی لایه ای از جنس بلور GaN، میدان داخلی لازم را ایجاد کرده ایم. با این کار نیاز به بایاس خارجی حذف می‌گردد، که یکی از مزایای این ساختار است. سپس با تابش یک پالس زمانی گوسی باریک با طول موج ۳۵۰ nm بر روی نیمه هادی باعث تولید حامل‌ها درون منطقه فعال می‌شویم. تغییرات زمانی سریع پالس ورودی عامل تولید فرکانس های بالا در جریان تراهرتز تولیدی می‌باشد. این جریان متغیر با زمان باعث تولید و انتشار میدان تراهرتز به سمت کف افزاره می‌گردد. در این مقاله، شبیه سازی‌ها دو بعدی و به روش عنصر متناهی انجام می‌شود.

کلید واژه- تراهرتز، نوررسانا، GaN، خودبایاس

Simulation and design of a photoconductive self-bias antenna based on GaN with dis-similar schottky contacts

Pouya Torkaman, Sara Darbari, Mohamad Javad Mohamad-Zamani

Tarbiat modares university,Tehran

Abstract-in this paper we introduce a photoconductive terahertz antenna. This emitter consists of asymmetric Schottky contacts on GaN layer, inducing an internal electric field. By radiating a short pulse with the wavelength of 350 nm, carriers are generated in the photoconductive active region. Rapid transition in the incident laser pulse, results in generation of high frequency components in the generated electric current. The resulted time varying current generates the THz radiation toward the bottom of the device.

Keywords: GaN- photoconductive- self-bias- antenna- terahertz.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

یکی از روش های تولید امواج تراهرتز استفاده از آنتن های نوررسانا می‌باشد. در این روش بر روی بستری از جنس ماده نور رسانا پالسی با انرژی بزرگتر از گاف انرژی نیمه هادی بر روی آن می‌تابانیم. این نور تابیده شده باعث تولید حامل ها درون منطقه فعال می‌شود. این حامل‌ها با استفاده از میدان الکتریکی حرکت کرده و باعث تولید موج تراهرتز می‌گردند[۱]. مشکل اصلی این روش تولید، نیاز به بایاس های در حدود چند کیلوولت در افزاره های با سطح نورگیر بزرگ و یا احتمال اتصال کوتاه شدن در افزاره‌های شانه‌ای می‌باشد. همانگونه که در مقالات پیشین نشان داده شده است[۲]، منبع نوررسانا بدون بایاس با اتصالات شاتکی با ارتفاع سد متفاوت، می توانند به خوبی حامل‌های نوری تولید شده را جداسازی کرده و باعث حرکت حامل‌ها با سرعت زیاد به سمت اتصالات فلزی شود. در عین حال از امکان اتصال کوتاه شدن افزاره نیز جلوگیری نماید.

۲- معادلات حاکم

با تابیدن نور لیزر بر روی افزاره، جفت الکترون- حفره در داخل نیمه هادی تولید می‌شود. برای یک لیزر گوسی با طول موج ۳۵۰ nm و پهنای زمانی ۱۰۰ fs، توزیع شدت در داخل افزاره، با حل معادلات ماکسول و سپس بدست آوردن بردار پوینتینگ[۱] (s_{av}) از رابطه (۱)، حاصل می شود[۱]:

$$S_{av} = \frac{1}{2}\,\mathrm{Re}(E \times H^{*}) \qquad (۱)$$

که E و H به ترتیب فازورهای میدان الکتریکی و مغناطیسی نوری می‌باشند. توزیع چگالی توان W از رابطه (۲) محاسبه می‌شود[۱]:

$$w = -\nabla . s_{av} \qquad (۲)$$

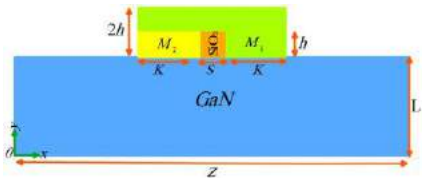
و در نهایت متوسط نرخ تولید حامل‌ها (G_{av}) از رابطه (۳) محاسبه می‌گردد[۱]:

$$G_{av} = \eta \frac{w}{h\nu} \qquad (۳)$$

که در آن h ثابت پلانک ν طول موج نور و η بازدهی کوانتومی می‌باشد. پس از محاسبه نرخ حامل‌های تولید شده، این نرخ را در معادلات انتقال حامل‌ها به کار می-بریم و با استفاده از آن جریان تراهرتز و میدان‌های الکتریکی در حوالی منطقه فعال را محاسبه می‌نماییم. در این مقاله از مدل Drift-Diffusion برای محاسبه جریان تراهرتز نوری استفاده شده است.

۳- ساختار افزاره

در شکل-۱ نمای دو بعدی از افزاره‌ی بدون بایاس برای تولید موج تراهرتز نمایش داده شده است. در این افزاره با استفاده از دو فلز متفاوت که بین آنها یک لایه عایق وجود دارد، یک جفت سد شاتکی با ارتفاع متفاوت بر روی بستری از جنس GaN ایجاد نموده ایم.



شکل ۱- ساختار یک سلول از افزاره

بر روی این افزاره یک پالس نوری به طول موج ۳۵۰ nm می‌تابانیم. حامل‌های تولید شده در داخل افزاره تحت میدان ناشی از اختلاف ارتقاع سد شاتکی درون افزاره حرکت کرده و جریان تراهرتز را تولید می‌نمایند. در جدول زیر متغیر های به کار رفته در شبیه سازی، به نمایش درامده است.

جدول ۱. متغیر های شبیه سازی افزاره

متغیر	مقدار
طول یک سلول (z)	۹۰۰ nm
ضخامت اتصال فلزی(h)	۱۰۰ nm
فاصله بین دو اتصال(s)	۵۰ nm
عرض اتصال(K)	۲۰۰ nm
ضخامت افزاره(L)	۱ µm
شدت نور لیزر	۴۰۰ $\mu w/\mu m^2$
طول پالس لیزر	۱۰۰ fs
طول عمر[۲]حامل‌ها	۱۰ ns
موبیلیتی[۳]الکترون	۴۰۰ $c.m^2/v.s$

[۱] Poynting vector

[۲] Life time

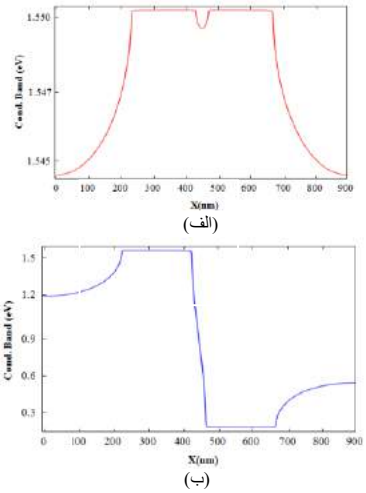
[۳] Mobility

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

ارتفاع سد شاتکی M_1	۱,۱۱ eV[۳]
ارتفاع سد شاتکی M_2	۰,۵۶ eV[۳]

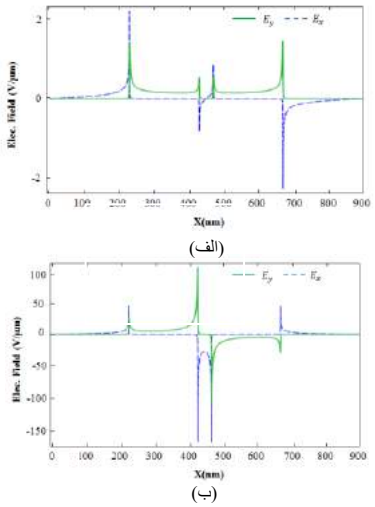
۴- نتایج شبیه سازی

همانطور که پیشتر گفته شد، در این افزاره از دو فلز با سد شاتکی متفاوت استفاده شده است. اکنون با بررسی الکترواستاتیک افزاره به دلیل استفاده از سد شاتکی نامتقارن می‌پردازیم. در شکل ۲-الف نوار هدایت برای حالتی که هر دو فلز یکسان هستند و سد شاتکی هر دو φ= ۱,۱۱eV می‌باشد و در قمست۲-ب حالتی که فلز M_2 سد شاتکی معادلφ=۰,۵۶ eV دارد برای y=۱ nm رسم گردیده است.

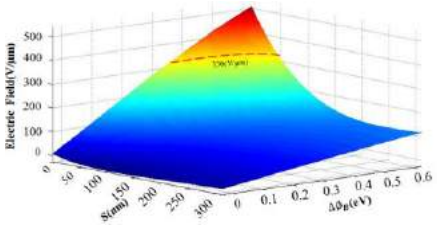


شکل۲-نوار هدایت (الف) برای دو فلز مشابه (ب) زمانی که دو فلز متفاوت باشند

و در شکل‌های ۳-الف و۳-ب میدان‌های الکتریکی متناظر با شکل-۲ را می‌بینیم. همانگونه که از شکل مشخص است. وقتی هردوفلز یکسان هستند،جهت میدان الکتریکی به شکلی می‌گردد که جریان های تولیدی در دو طرف اتصالات در خلاف جهت یکدیگر حرکت کرده و یکدیگر را خنثی می‌کنند. در حالی که وقتی هر دو فلز متفاوت اند جریان ها در جهت یکدیگر بوده و یکدیگر را تقویت می-کنند. از طرف دیگر اندازه‌ی میدان الکتریکی نیز بسیار بزرگتر می‌گردد. پس از این مرحله با تغییر فاصله بین دو اتصال و اندازه ارتفاع سد شاتکی ها ناحیه مجاز برای طراحی را به دست می‌آوریم. در مورد GaN حداکثر میدان الکتریکی مجاز قبل از شکست الکتریکی $V/\mu m$ ۳۳۰ می‌باشد که در شکل-۴ با خط چین مشخص شده است.



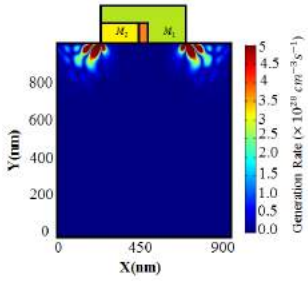
شکل۳-میدان الکتریکی در دو راستا (الف) برای دو فلز مشابه (ب) زمانی که دو فلز متفاوت باشند



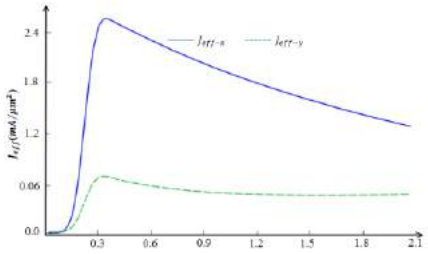
شکل۴-منطقه مجاز برای انتخاب فاصله بین دو اتصال و اختلاف سد شاتکی

پس از انتخاب بهترین ناحیه، که مشخصات آن در جدول-۱ اورده شده است. نرخ تولید حامل ها در اثر تابش پالس را محاسبه می‌کنیم. این نرخ در شکل-۵ قابل مشاهده است. همانگونه که از شکل می‌بینیم نرخ تولید حامل‌ها در لبه فلزات به بیشترین مقدار خود می‌رسد، که دقیقا در نقطه ای است که بیشترین میدان الکترو استاتیک در آن قرار دارد. پس از محاسبه نرخ تولید حامل‌ها با به کار بردن معادلات جریان، جریان درون افزاره را محاسبه می-کنیم. با توجه به این که طول موج جریان ایجاد شده داخل افزاره بسیار بزرگتر از طول افزاره است، می‌توان بدون در نظر گرفتن اختلاف فاز در جریان های نقاط مختلف داخل افزاره آنها را با هم جمع کرد. در شکل-۶ جریان را مشاهده می‌کنیم.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

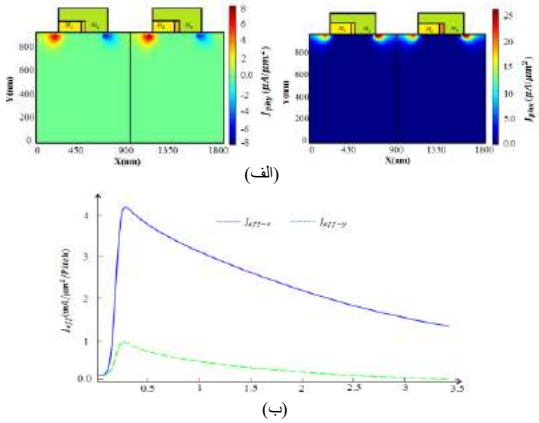


شکل۵-نرخ تولید حامل‌ها درون افزاره



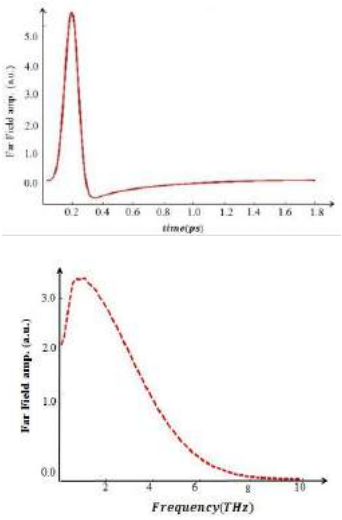
شکل-۶ جریان در داخل یک افزاره واحد.

با توجه به کوچک بودن جریان تراهرتز نیاز به طراحی یک آرایه از افزاره وجود دارد. تا بتوانیم توان خروجی را به مقدار مورد نیاز افزایش دهیم. در شکل ۷-الف توزیع دو بعدی دو مولفه جریان و در شکل ۷-ب کل جریان را مشاهده می‌کنیم.



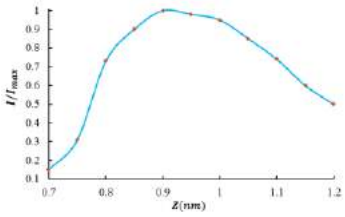
شکل-۷ جریان برای یک واحد از آرایه افزاره(الف)مولفه های جریان در افزاره(ب) جریان کل درون افزاره

همانگونه که از شکل مشخص است این جریان در راستای طول افزاره (x) نسبت به عرض افزاره (Y) افزایش پیدا کرده است که ناشی از میدان موثر در این راستا است. از روی جریان در راستای طول افزاره که جریان موثرتری است میدان تشعشی ناشی از این پالس را محاسبه و در شکل-۸ رسم می‌کنیم. در این شکل میدان تشعشی تراهرتز در حوزه زمان و فرکانس آورده شده است.



شکل-۸ میدان تشعشی تراهرتز (الف) درحوزه زمان (ب) تبدیل فوریه آن.

در نهایت نیز بهترین طول برای افزاره را با تغییر عرض افزاره محاسبه و به دست می‌آوریم که در شکل-۹رسم گردیده است.



شکل-۹ بهترین عرض افزاره برای بیشترین جریان در آرایه.

۵- نتیجه‌گیری

در این پژوهش با بهره‌گیری از میدان داخلی ایجاد شده از سد شاتکی نامتقارن یک آنتن پالسی تراهرتز را بر پایه GaN طراحی و شبیه سازی نمودیم. همچنین با آرایه سازی ساختار جریان را افزایش و توان را بهبود بخشیدیم.

مراجع

[1] X.-C. Zhang and J. Xu, “Generation and Detection of THz Waves,” Introduction to THz Wave Photonics, pp. 27–48, 2009.
[2] M. J. Mohammad-Zamani, M. K. Moravvej-Farshi, and M. Neshat, “Unbiased continuous wave terahertz photomixer emitters with dis-similar Schottky barriers,” Optics Express, vol. 23, no. 15, p. 19129, 2015.
[3] Schmitz, A. C., et al. “Metal contacts to n-Type GaN.” Journal of Electronic Materials, vol. 27, no. 4, 1998, pp. 255–260.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

تاثیر ابعاد بر فرآیند تکثیر اکسیتونی در نانوبلور PbSe

مهدی گردی ارمکی[۱]، محمد کاظم مروج فرشی[۲]

[۱و۲] دانشگاه تربیت مدرس- دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر – آزمایشگاه شبیه سازی ادوات نیمه هادی

چکیده – یکی از روش ها برای افزایش بازده نوری افزاره های سلول خورشیدی مبتنی بر نانو ساختار، استفاده از فرآیند تکثیر اکسیتونی (*MEG*) می باشد که در آن تحت شرایط معینی به ازای جذب یک فوتون چندین اکسیتون ایجاد می شود. در مقاله حاضر با روش بس ذره ای *EOM-CCSD* به بررسی تاثیر ابعاد نانوساختار صفربُعدی *PbSe* بر فرآیند تکثیر اکسیتونی پرداخته ایم. نتایج شبیه سازی ها نشان می دهند که تغییر ابعاد تاثیر کمی بر آستانه *MEG* داشته، اما می تواند باعث تقویت طیف جذب نوری در ترازهای با انرژی زیاد شود.

کلید واژه- تکثیر اکسیتونی، نانوبلور PbSe

Size Effects on the Multiple Exciton Generation in PbSe Nanocrystals

Mahdi Gordi-Armaki [1], Mohammad Kazem Moravvej-Farshi [2]

[1,2] Tarbiat Modares University, Faculty of Electrical and Computer Engineering, Advanced Devices Simulation Lab

Abstract- One of the approaches to increase the efficiency of solar cell devices based on semiconductor nanostructures is to use multiple exciton generation (MEG) process, that in certain circumstances, several excitons are generated by the absorption of a single photon. In this paper, we have studied the effect of changing the size of zero-dimensional PbSe nanostructures on the MEG process by many-body EOM-CCSD method. The simulation results showed that changes in size have little impact on the MEG threshold, but can boost the absorption spectra at high energy states.

Keywords: Multiple Exciton Generation, PbSe nanocrystal

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

فرآیند تکثیر اکسیتونی یا MEG، فرآیندی برای واهلش حامل پُرانرژی است که در شرایط خاصی، با جذب یک فوتون بیش از یک اکسیتون تولید می شود. با کاهش ابعاد ساختار، میزان برهمکنش کولنی حامل های درون آن نیز افزایش می یابد. این کاهش ابعاد حتی می تواند کوچکتر از شعاع اکسیتونی بوهر آن ماده بوده و در نتیجه باعث افزایش انرژی تقید اکسیتون و در نتیجه برهمکنش شدیدی بین حامل ها ایجاد کند. مثال برای این مورد نانوبلور از جنس PbSe است که شعاع بوهر اکسیتونی آن حدود ۴۶ نانومتر بوده [1]، در حالی که عملاً قطر آن بیش از چند نانومتر نیست. از طرف دیگر این کاهش ابعاد باعث فاصله گرفتن ترازهای انرژی نیز می شود و این گسستگی ترازهای انرژی می تواند از انرژی فونون نوری ماده مذکور بیشتر شود. از اینرو می توان پیش بینی کرد که احتمال نرخ پراکندگی فونونی نیز کاهش یابد. احتمال وقوع پراکندگی چند-فونونی نیز معمولا ناچیز است و به صورت نمایی با رابطه $\tau_{phonon-cooling} \sim \omega^{-1}\exp[\Delta E/kT]$ کاهش می یابد [2] که در آن ω فرکانس فونون و ΔE فاصله ترازهای انرژی از یکدیگر است. بنابراین تنگراه فونونی در ساختارهای کوانتومی وجود خواهد داشت که باعث کُند شدن فرآیند پراکندگی فونونی می شود. از طرف دیگر با کاهش ابعاد در ساختارهای نانو، دیگر شبکه بلوری متناوب نخواهد بود و این باعث می شود که نیازی به پایستگی تکانه در نانوبلور نبوده [3] و فرآیند تولید اکسیتون ها با سهولت و درجه آزادی بیشتری انجام گیرد.

همانطور که از تعریف MEG واضح است این فرآیند می تواند بازده تبدیل الکتریکی نور را در افزاره های جاذب نوری مثل سلول خورشیدی بهبود بخشد. اما در این مسیر یکی از چالش ها پیش بینی رفتار MEG با تغییر قطر نانوبلور می باشد. به عبارت دیگر آیا با تغییر ابعاد نانوساختار فُرم نمودار احتمال کوانتومی MEG، آستانه MEG و یا طیف جذب نوری تغییر می کند؟ در مقاله حاضر این موارد در نانوبلور PbSe مورد بررسی قرار گرفته است. نانوبلور PbSe به دلیل خواص ممتاز از جمله گاف انرژی کوچک، شعاع بوهر اکسیتونی بزرگ، مقاومت پایین، قابلیت تحرک بالای حامل و ثابت دی الکتریک بزرگ از جمله مواد پرکاربرد در افزاره های نوری می باشد [4]. برای بدست آوردن احتمال کوانتومی MEG در نانوبلور PbSe ما از روش equation of motion coupled cluster single and double (یا به اختصار EOM-CCSD) که از جمله روش های آغازین با دقت زیاد است، استفاده نموده‌ایم.

۲- روش محاسباتی

روش EOM-CCSD یک تعمیم مناسبی از تراز پایه CCSD برای ترازهای برانگیخته آماده می‌کند [5]. در این روش ترازهای برانگیخته شده $|\psi_k\rangle$ با اعمال اپراتور تحریک خطی $\hat{R}_k$ بدست می آیند:

$$\hat{R}_k = r_0(k) + \sum_{a;i} r_i^a(k)\left\{\hat{a}^+\hat{i}\right\} + \sum_{a,b;i,j} r_{ij}^{ab}(k)\left\{\hat{a}^+\hat{i}\hat{b}^+\hat{j}\right\}, \quad (۱)$$

که r_0، r_1 و r_2 مربوط به دامنه EOM برای تحریک های مرجع، یگانه و دوگانه بوده و $i,j\,(a,b)$ هم نماد عملگرهای بالابرنده (پایین برنده) هستند. بنابراین بیان EOMCC برای تراز برانگیخته $|\Psi_k\rangle$ چنین است:

$$|\Psi_k\rangle = \hat{R}_k|\Psi_0\rangle = \hat{R}_k\, e^{(\hat{T}_1+\hat{T}_2)}|\Phi_{HF}\rangle \quad (۲)$$

که $|\Phi_{HF}\rangle$ دترمینان مرجع هارتری فاک محدود شده و $\hat{T}$ اپراتور تحریک در CCSD می باشد.

در روش EOM-CCSD، احتمال کوانتومی تحریک یگانه و چند گانه برای یک تراز تحریک شده با فوتون برابر با جمع مربع ضرایب EOM مربوطه در آن تراز است. یکی از راه های بدست آوردن احتمال کوانتومی MEG محاسبه نسبت احتمال تحریک یگانه و چند گانه است، که با رابطه زیر می توان آنرا بدست آورد:

$$\text{MEG Q.P.} = \frac{\sum_{n=0}^{2} n\left\langle\Phi\left|\left(R_{k,n}\right)^{\dagger} R_{k,n}\right|\Phi\right\rangle}{\sum_{n=0}^{2}\left\langle\Phi\left|\left(R_{k,n}\right)^{+} R_{k,n}\right|\Phi\right\rangle} \quad (۳)$$

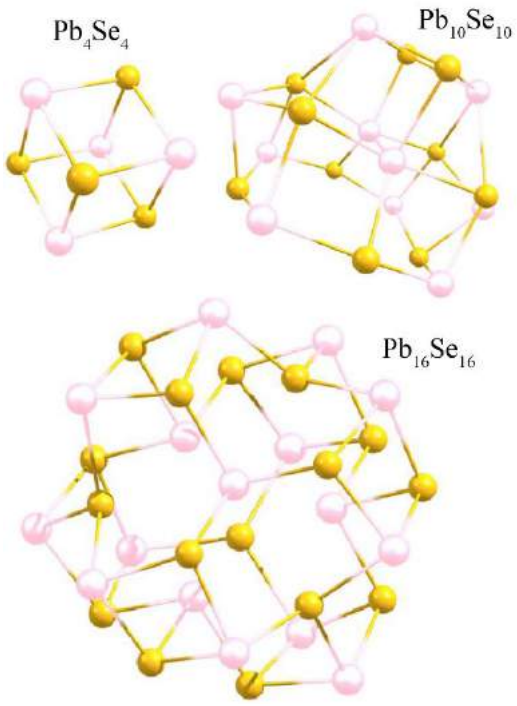
به طور کلی روش EOM-CCSD تراز تحریکی را به صورت ترکیبی از همه تحریک‌های ممکن از تراز پایه توصیف می کند. ضریبی با هر پیکره بندی مرتبط است که بیان کننده میزان اهمیت یا مشارکت آن پیکره بندی در ساختار الکترونی تراز تحریک شده می باشد. ضریب بزرگتر برای پیکره بندی‌های تحریک یگانه نسبت به تحریک چندگانه،

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

نشان دهنده غالب بودن تولید تک اکسیتونی است، در غیر اینصورت تولید چند اکسیتونی می تواند غالب باشد.

۳- جزئیات شبیه سازی و نتایج

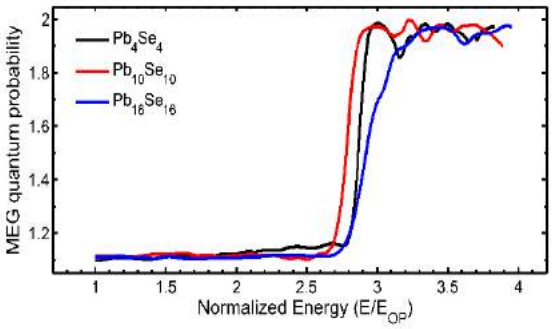
به دلیل حجم زیاد محاسبات در EOM-CCSD، شبیه سازی ما به نانوبلورهای کوچک محدود شده و از اینرو اثر تغییر ابعاد در سه نانوساختار با ابعاد مختلف، یعنی Pb_4Se_4 (قطر 4.9 Å)، $Pb_{10}Se_{10}$ (قطر 7.8 Å) و $Pb_{16}Se_{16}$ (قطر 10.1 Å) مورد بررسی قرار گرفته است. برای بهینه‌سازی ساختار نانوبلورها، از تابعیت B3W91 در روش تئوری تابع چگالی به همراه تابع پایه def2-SVPD استفاده شده است. ساختار این نانوبلورها که به طور سراسری در حالت پایه بهینه شده اند دارای کمترین انرژی تابع موج در تراز پایه بوده که در شکل ۱ نشان داده شده اند.



شکل۱: هندسه پایدار نانوساختارهای Pb_4Se_4، $Pb_{10}Se_{10}$ و $Pb_{16}Se_{16}$ در تراز پایه.

در ادامه با استفاده از رابطه (۳)، احتمال کوانتومی MEG برای ۵۰۰ تراز اول نانوساختارهای Pb_4Se_4 ، $Pb_{10}Se_{10}$ و $Pb_{16}Se_{16}$ محاسبه شده است. این محاسبات در نرم افزار GAMESS-US و در گروه نقطه ای C2V و برای تمام اربیتال‌های ظرفیت ناحیه فعال به کار گرفته شده اند. شکل ۲ احتمال کوانتومی MEG را برای این نانوبلورها نشان می دهد. مطابق این شکل آستانه MEG برای نانوبلورهای Pb_4Se_4، $Pb_{10}Se_{10}$ و $Pb_{16}Se_{16}$ به ترتیب 2.82، 2.68، 2.76 بدست آمده که این مقادیر برحسب گاف نوری (E/E_{OP}) بهنجار شده و از تقاطع افزایش شیب احتمال کوانتومی MEG با محور افقی بدست آمده اند. همچنین مقادیر گاف نوری (E_{OP}) برای نانوبلورهای Pb_4Se_4، $Pb_{10}Se_{10}$ و $Pb_{16}Se_{16}$ به ترتیب ۲,۹۵، ۲,۰۸ و ۱,۵۶ الکترون ولت محاسبه شده اند.

مقایسه آستانه MEG بر حسب انرژی در این نانوساختارها نشان می دهد که با افزایش ابعاد، یک جابجایی قرمز هم در گاف نوری و هم در آستانه MEG به وجود می آید که این مورد مطابق انتظار است. همچنین با بررسی شکل ۲ می توان دید که در برانگیزش های با انرژی کم، اکسیتون های این نانوساختارها با دقت زیادی با تصویر تک-ذره توصیف می شوند، که در آن تک اکسیتون ها با یکدیگر همبستگی ندارند. نتایج بدست آمده برای $Pb_{10}Se_{10}$ و $Pb_{16}Se_{16}$ در حالتی که انرژی ترازها بهنجارشده است با نتایج حاصله از Pb_4Se_4 مشابهت داشته و حداکثر تفاوت در آستانه MEG در آنها ۵ درصد می باشد. همچنین رفتار ترازهای برانگیزشی برای دو نانوساختار $Pb_{10}Se_{10}$ و Pb_4Se_4 روند تقریبا یکسانی را نشان می دهند، اما آستانه MEG در $Pb_{16}Se_{16}$ شیب کمتری دارد. انتقال از حالت تک اکسیتون به چند اکسیتونی در هر سه ساختار بسیار سریع بوده و با نوسانات کم صورت می گیرد، برخلاف رفتاری که از نانوبلورهای سیلیکن و ژرمانیوم دیده شده است. [6]

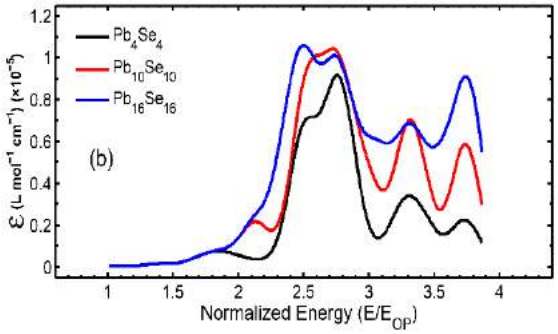


شکل ۲: نمودار احتمال کوانتومی بهنجار شده MEG برای سه نانوساختار Pb_4Se_4 (نمودار سیاه)، $Pb_{10}Se_{10}$ (نمودار قرمز) و $Pb_{16}Se_{16}$ (نمودار آبی).

شکل ۳، طیف جذب نوری را برحسب انرژی بهنجارشده برای سه نانوساختار Pb_4Se_4، $Pb_{10}Se_{10}$ و $Pb_{16}Se_{16}$ نشان می دهد که محاسبات آنها با روش EOM-CCSD انجام شده است. همانطور که از این شکل نمایان است با

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

بهنجارسازی انرژی، تاثیر تغییرات ابعاد تا حدود زیادی بی اثر شده و نمایش بهنجار شده امکان مقایسه مناسبتر را فراهم می کند. با بررسی شکل می توان به این نتیجه رسید که در انرژی های پایین، طیف جذب نوری در سه نانوساختار مشابه بوده به خصوص تا کمتر از حد $2.85\ E/E_{OP}$ و با افزایش از این حد تفاوت در نمودار طیف جذب شروع شده به طوریکه در نانوساختار ۳۲ اتمی $Pb_{16}Se_{16}$ در انرژی های زیاد طیف جذب نوری شدت بیشتری را نسبت به دو نانوساختار دیگر نشان می دهد. به عبارت دیگر طیف جذب نوری نانوساختارهای با ابعاد بزرگتر در انرژی های بالا، مولفه های قدرت نوسان بزرگتری دارند. با این وجود همچنان طیف جذب نوری در سه نانوساختار رفتار تقریبا یکسانی را در انرژی های پایین از خود نشان می دهند.



شکل ۳: طیف جذب نوری بهنجارشده برای سه نانوساختار Pb_4Se_4 (نمودار سیاه)، $Pb_{10}Se_{10}$ (نمودار قرمز) و $Pb_{16}Se_{16}$ (نمودار آبی).

۴- نتیجه‌گیری

در این مقاله تاثیر اندازه نانوبلور بر فرآیند MEG بررسی شده است. نتایج نشان می دهند که افزایش اندازه نانوساختار در سه نانوبلور Pb_4Se_4، $Pb_{10}Se_{10}$ و $Pb_{16}Se_{16}$ باعث جابجایی قرمز در آستانه MEG آنها شده اما رفتار نمودار احتمال کوانتومی MEG و آستانه بهنجار شده MEG با تغییر ابعاد، تغییر شدیدی نمی کنند که در شبیه سازی های ما این تغییر نهایتا ۵ درصد است. همچنین بررسی طیف جذب نوری در این نانوساختارها نشان می دهد که در انرژی های پایین نمودار آنها رفتار مشابهی داشته و سپس با افزایش انرژی به مقادیر بالاتر، نانوساختار با ابعاد بزرگتر قدرت نوسانی بیشتری در جذب نوری از خود نشان می دهد. در مجموع نتایج ما نشان می دهند که تغییر ابعاد نباید تاثیر چشمگیری در رفتار فرآیند تکثیر اکسیتونی در افزاره های نوری داشته باشد.

مراجع

[1] F. Wise, "Lead salt quantum dots: the limit of strong quantum confinement", Acc. Chem. Res., Vol. 33, pp. 773, 2000.
[2] T. Soga, Nanostructured materials for solar energy conversion, Elsevier, 1st Edition, 2006.
[3] S. Konabe, S. Okada, "Multiple Exciton Generation by a Single Photon in Single-Walled Carbon Nanotubes", Phys. Rev. Lett., Vol.108, pp. 227401, 2012.
[4] S. V. Kershaw, A. S. Sushaa and A. L. Rogacha, "Narrow bandgap colloidal metal chalcogenide quantum dots: synthetic methods, heterostructures, assemblies, electronic and infrared optical properties", Chem. Soc. Rev., Vol. 42, pp. 3033, 2013.
[5] K. Kowalski and P. Piecuch, "New coupled-cluster methods with singles, doubles, and noniterative triples for high accuracy calculations of excited electronic states", J. Chem. Phys., Vol. 120, pp. 1715, 2004.
[6] M. Gordi, H. Ramezani, and M. K. Moravvej-Farshi, "Multiple Exciton Generation in Si and Ge Nanocrystals: An ab Initio Comparative Study", J. Phys. Chem. C, Vol.121, pp. 6374–6379, 2017.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

تاثیر دمای زیرلایه بر خواص ساختاری، اپتیکی و الکتریکی لایه‌های نازک نانوساختار V_2O_5 تهیه شده به روش اسپری پایرولیز

نیره درودی؛ حسین عشقی
دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شاهرود، شاهرود

چکیده – در این تحقیق لایه‌های نازک اکسید وانادیم در دماهای مختلف زیرلایه (۳۰۰°C، ۳۵۰ ℃ و ۴۰۰ ℃) به روش اسپری پایرولیز رشد داده شدند. تصاویر *SEM* نشان می‌دهد که با افزایش دمای زیرلایه تراکم و ابعاد نانو دانه‌ها از ۵۰ به ۱۰۰ nm افزایش یافته است. همچنین آنالیز داده‌های *EDX* وجود عناصر اکسیژن و وانادیوم در لایه‌ها را تایید کرده به طوری که با افزایش دمای رشد تهی جاهای اکسیژن نیز بیشتر شده است. نتایج *XRD* حاکی از آن است که نمونه‌ها از فاز آمورف (در دمای رشد ۳۰۰C °) به ساختار اورتورومبیک بسبلوری با جهتگیری ترجیحی (۰۰۱) در دماهای بالاتر تغییر یافته اند. تحلیل طیف های جذب اپتیکی نشان داد با افزایش دمای زیرلایه، گاف نواری مستقیم نمونه‌ها از ۲/۵۹ به *eV* ۲/۴۱ کاهش یافته است. این تغییرات به خوبی با توجه به داده‌های *EDX* و همچنین *I-V*، مبتنی بر تغییرات پهنای دنباله نواری در این نمونه‌ها، سازگار است.

کلید واژه- وانادیوم پنتااکسید، اسپری پایرولیز، نانو-دانه ها، SEM، XRD.

Influence of substrate temperatures on the structural, optical and electrical properties of nanostructured V_2O_5 thin films prepared by spray pyrolysis technique

Nayere Darroudi; Hosein Eshghi

Department of Physics, Shahrood University of Technology, Shahrood, Iran.

Abstract- In this research, vanadium pentoxide thin films were grown at various substrate temperatures (300˚C, 350˚C and 400˚C) by spray pyrolysis technique. The SEM images showed that with increasing the substrate temperature, the density and the size of the nano-grains are increased from 50 to 100 nm. Also the analysis of EDX data confirmed the presence of oxygen and vanadium elements in layers in such a way that with increasing the growth temperature the oxygen vacancies also increased. The XRD results revealed that the samples have changed from amorphous phase (at the growth temperature of 300 ºC) to orthorhombic polycrystalline structure with preferred orientation of (001) at higher temperatures. The analysis of absorbance spectra showed that with increasing the substrate temperature the direct band gaps of the samples are decreased from 2.59 to 2.41 eV. These variations are well compatible with the EDX and also I-V data, based on the variations of band tail width, in these samples.

Keywords: Vanadium pentoxide, Spray pyrolysis, Nano-grains, SEM, EDX.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

اکسید فلزات واسطه یکی از جالب‌ترین گروه جامدات است. خواص خارق‌العاده اکسید فلزات واسطه به علت ماهیت منحصربه فرد الکترون‌های اوربیتال d است. از انواع اکسیدهای فلزی گذار می‌توان به عنصر وانادیوم اشاره کرد. یکی از ویژگی‌های جالب این ماده به صورت اکسیدی خواص اکسیدهای متنوع وانادیوم است که می‌تواند به صورت تک ظرفیتی یا چند ظرفیتی باشند. اکسیدهای وانادیوم تک ظرفیتی شامل VO، V_2O_3، VO_3 و V_2O_5 بوده است [۱] و ترکیبات چند ظرفیتی ما بین VO_2 و V_2O_3 به صورت فرمول V_nO_{2n-1} و ترکیبات بین VO_2 و V_2O_5 به صورت فرمول V_nO_{2n+1} وجود دارند، [۲]. از ترکیبات چند ظرفیتی می‌توان به V_3O_7 اشاره کرد.

از کاربردهای اکسید وانادیوم در صنعت الکترونیک و اپتوالکترونیک می‌توان به پنجره‌های هوشمند [۳] حسگرهای گازی[۴]، باتری‌های شیمیایی لیتیومی، آشکار سازهای نوری[۵]، قطعات سوئچینگ اپتیکی و ... اشاره کرد.

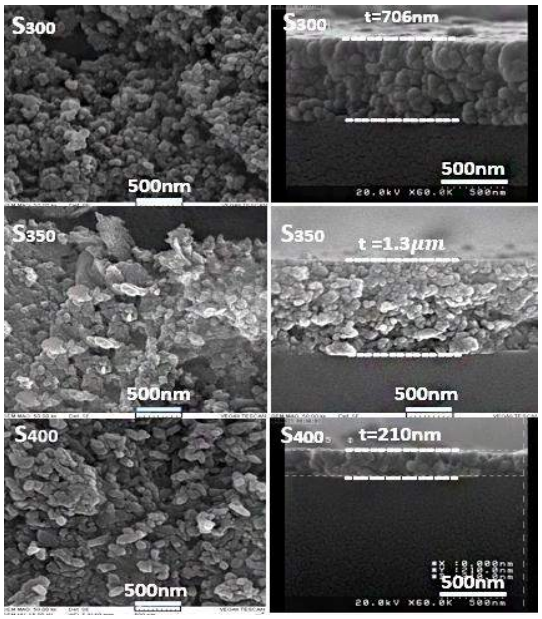
۲- روش انجام آزمایش

لایه‌های نازک V_2O_5 به وسیله روش اسپری پایرولیز بر روی زیرلایه شیشه تهیه شدند. قبل از تهیه نمونه‌ها، زیرلایه‌ها با مواد شوینده، اتانول و آب مقطر شسته شدند. محلول اسپری شامل مقدار مشخصی از پودر VCl_3 در ۵۰ml آب دوبار تقطیر حل شد. غلظت محلول ۰/۱M، موقعیت نازل اسپری روبشی تا زیرلایه ۳۵cm و آهنگ اسپری ۵ml/min است. هوای فشرده با فشار۱bar به عنوان گاز حامل استفاده شد. پارامترهای لایه نشانی، به جز دمای زیرلایه (۳۰۰، ۳۵۰ و ۴۰۰°C) ثابت نگه داشته شدند. نمونه‌های مورد نظر به ترتیب با اسامی S_{300} ، S_{350} و S_{400} نامگذاری شده اند.

تحلیل ساختاری نمونه‌ها توسط دستگاه پراش پرتو ایکس (XRD; Stadimp) و مورفولوژی سطح نمونه‌ها توسط میکروسکوپ الکترونی روبشی (SEM AIS-2100) انجام پذیرفت. خواص اپتیکی لایه‌ها با استفاده از طیف سنج نوری 1800 (Shimadzu UV-Vis) اندازه‌گیری شد. خواص الکتریکی نمونه‌ها با استفاده از دستگاه آنالیز الکتروشیمیایی (PGS 2065) برای تهیه مشخصه جریان – ولتاژ بدست آمد.

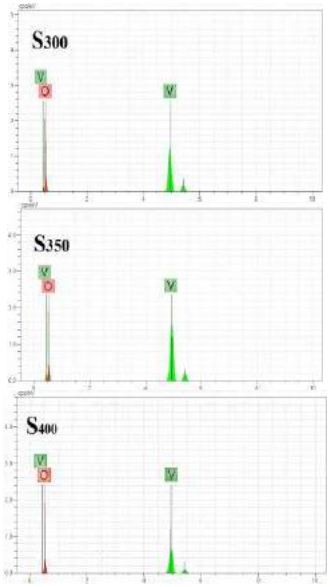
نتایج و بحث

۱-۲- مورفولوژی سطح



شکل ۱: تصاویر SEM لایه‌های نازک اکسید وانادیوم.

شکل ۱ تصاویر مورفولوژی سطح (سمت چپ) و نیز سطح مقطع عرضی (سمت راست) نمونه‌ها وابسته به تصاویر میکروسکوپ الکترونی روبشی را نشان می‌دهد. چنانچه پیداست با افزایش دمای رشد، نانو دانه‌ها متراکم تر و اندازه آنها بمرور از حدود ۵۰ nm به ۱۰۰ nm افزایش یافته اند. همچنین از تصاویر مقطع عرضی نمونه‌ها ملاحظه می‌شود که ضخامت لایه‌های S_{300}، S_{350} و S_{400} به ترتیب از ۷۰۶nm به ۱/۳μm و سرانجام به ۲۱۰nm رسیده است.

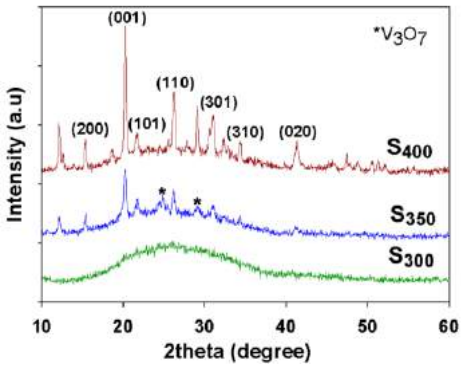


شکل ۲: آنالیز EDX (شدت بر حسب انرژی بستگی) نمونه‌ها.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

شکل ۲ طیف EDX نمونه‌ها را نشان می‌دهد. این نتایج حضور عناصر اکسیژن و وانادیوم را در لایه های سنتز شده تایید می‌کند. با توجه به این نتایج ملاحظه می شود که در نمونه ی S_{300} نسبت اکسیژن به وانادیوم متناظر با نسبت ۱/۹۰ به ۲، در نمونه ی S_{350} ۱/۸۱ به ۲ و در نمونه ی S_{400} ۱/۲ به ۲ است. بنابراین معلوم می شود که با افزایش دمای زیرلایه میزان تهی جاهای اکسیژن، که منشاء تشکیل ترازهای شبه -بخشنده در نزدیکی لبه نوار رسانش می باشد، افزوده شده است. این نتایج با خواص الکتریکی که در "بخش ۲-۴" آمده است مطابقت دارد.

۲-۲- خواص ساختاری



شکل ۳: طیف XRD لایه‌های نازک اکسید وانادیوم.

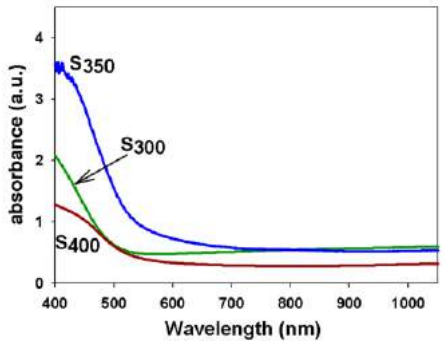
شکل ۳ الگوی پراش XRD نمونه‌ها را نشان می‌دهد. با توجه به نتایج بدست آمده نمونه ی S_{300} به صورت آمورف، نمونه ی S_{350} به صورت دو فازی شامل فازهای V_2O_5 و V_3O_7، و نمونه S_{400} به صورت تک فاز (V_2O_5) رشد پیدا کرده است. در نمونه های S_{350} و S_{400} جهت ترجیحی رشد صفحه بازتابی (۰۰۱) متعلق به فاز اورتورومبیک V_2O_5 است که با فایل کارت استاندارد JCPDS به شماره ۴۱-۱۴۲۶ مطابقت دارد.

برای بررسی دقیق‌تر خواص ساختاری به محاسبه‌ی اندازه بلورک‌ها (D)، چگالی دررفتگی‌ها (δ) و کرنش‌های بلوری (ε) برای نمونه‌های S_{350} و S_{400} پرداخته‌ایم. نتایج حاصل از این محاسبات در جدول ۱ ارایه شده‌اند. این نتایج گویای آن است که با افزایش دمای زیرلایه، ابعاد بلورک‌های تشکیل شده در این نمونه ها افزایش یافته و در مقابل میزان دررفتگی‌ها و کرنش‌های بلوری رو به کاهش گذارده‌اند.

جدول ۱: مشخصات ساختاری به ازای قله‌ی ترجیحی (۰۰۱).

نمونه	D (nm)	δ ($\times10^{-2}nm^{-2}$)	$\varepsilon(\times10^{-3})$
S_{350}	۲۱/۶۰	۰/۲۱۴	۴/۰۷
S_{400}	۲۵/۳۳	۰/۱۵	۳/۴۶۵

۳-۲- خواص اپتیکی



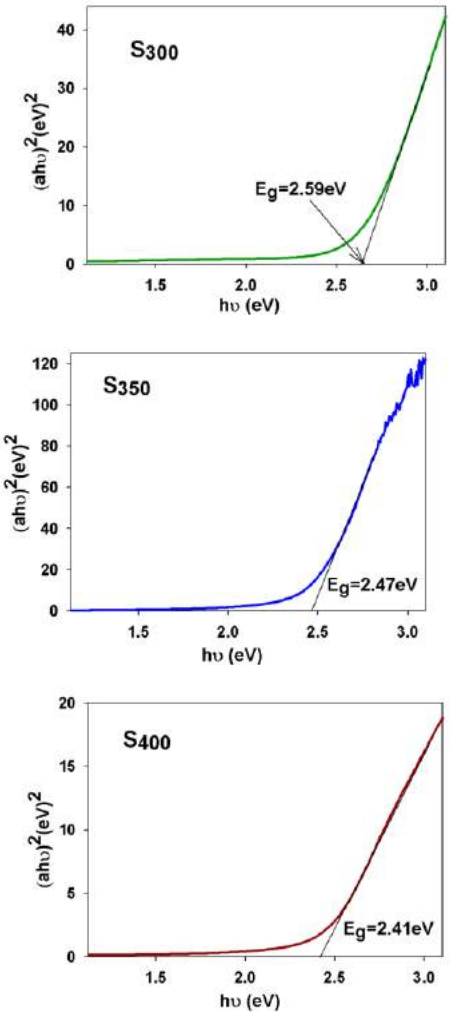
شکل ۴: طیف جذب اپتیکی لایه‌های نازک اکسید وانادیوم.

شکل ۴ طیف جذب اپتیکی نمونه‌های مورد بررسی را نشان می‌دهد. این شکل گویای آن است که جذب اپتیکی نمونه‌ها در طول موج‌های کوتاه متناسب با ضخامت لایه ها بوده به طوری که نمونه ی S_{350} با بیشترین ضخامت (۱/۳ μm) از بیشترین جذب و نمونه ی S_{400} با کمترین ضخامت (۲۱۰ nm) از کمترین جذب اپتیکی برخوردار می باشد. به کمک داده‌های جذب اپتیکی(a) می‌توان گاف نواری مستقیم نمونه‌ها را از معادله [۶]:

$$(ah\nu)^2 = B\left(h\nu - E_g\right) \qquad (1)$$

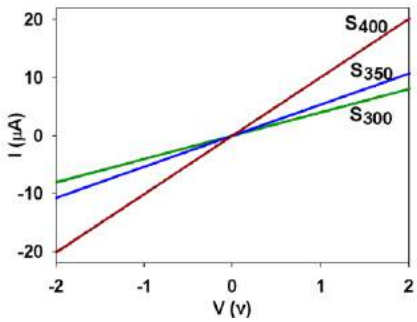
و برون یابی داده‌ها در بخش خطی نمودار در ناحیه انرژی‌های بالا با محور افقی (a=0) محاسبه کرد. این محاسبات در شکل ۵ نشان داده شده است. در این رابطه B مقداری ثابت است. بر این اساس نمونه S_{300} دارای بیشترین مقدار گاف نواری و نمونه S_{400} از کمترین مقدار برخوردار است. این تغییرات با توجه به حضور ناراستی-های بلوری در این لایه‌ها (عمدتا ناشی از تهی جاهای اکسیژن در ماده)، که با نتایج طیف EDX و همچنین "خواص الکتریکی" نمونه ها مطابقت دارد، که منجر به شکل‌گیری دنباله نواری در داخل گاف نواری نمونه‌ها می شود سازگار است [۷].

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد



شکل ۵: نمودار $(\alpha h\upsilon)^2$ بر حسب $h\upsilon$ به منظور تعیین گاف نواری مستقیم نمونه ها.

۴-۲- خواص الکتریکی



شکل ٦: مشخصه جریان – ولتاژ در نمونه‌های مورد بررسی.

شکل ۶ نمودار جریان – ولتاژ (I-V) نمونه‌ها را در بازه ۲+ تا ۲ V- نشان می‌دهد. این نتایج نشان دهنده رفتار اهمی اتصالات و همچنین میزان رسانندگی الکتریکی در این نمونه‌ها می‌باشد. چنانچه پیداست با افزایش دمای زیرلایه رسانندگی نمونه‌ها افزایش یافته است. با توجه منشاء حامل های آزاد که در این ماده ناشی از تهی جاهای اکسیژن می باشد [۷] (مطابق با نتایج طیف EDX) انتظار می رود نمونه S_{400} از بزرگترین پهنای دنباله نواری و نمونه S_{300} از کوچک‌ترین مقدار بهره‌مند باشند. این نتایج با تغییرات گاف نواری اپتیکی نمونه‌ها سازگار می‌باشد.

۳- نتیجه‌گیری

در این کار لایه‌های نازک وانادیوم اکسید با دماهای مختلف زیرلایه ۳۰۰، ۳۵۰ و ۴۰۰°C برروی زیرلایه شیشه به روش اسپری پایرولیز لایه نشانی شدند. تصاویر SEM نشان می‌دهد که با افزایش دمای رشد، نانو دانه‌ها متراکم تر و اندازه آنها بمرور از حدود ۵۰ nm به nm ۱۰۰ افزایش یافته اند. الگوی پراش XRD نمونه ها بیانگر این است نمونه S_{300} به صورت آمورف بوده و با افزایش دمای زیرلایه کیفیت بلوری فیلم‌ها در فاز اورتورومبیک با جهتگیری ترجیحی (۰۰۱) افزایش یافته است. و می تواند گویای تغییرات رسانندگی الکتریکی و همچنین گاف نواری مستقیم اپتیکی نمونه ها باشد. تحلیل داده های اپتیکی نمونه‌ها نشان داد که با افزایش دمای رشد گاف نواری مستقیم نمونه‌ها به علت حضور دنباله نواری وابسته به ترازهای ناراستی های بلوری کاهش پیدا کرده اند که با نتایج حاصل از طیف EDX و نیز مشخصه I-V نمونه ها کاملا سازگار می باشد.

مراجع

[1] S. Beke, "A review of the growth of V_2O_5 films from 1885 to 2010", Thin Solid Films, 519, No. 11, 1761–1771, 2011.

[2] Y. Ueda and S. Yamazaki, "Synthesis, structure and magnetic properties of V_4O_9-A missing link in binary vanadium oxides", Solid State Chemistry, 183, No. 8, 1496-1503, 2010.

[3] R. Binions, "Chemical vapour deposition of thermochromic vanadium dioxide thin Films for energy efficient glazing", Solid State Chemistry, 214, No. 14, 53-66, 2014.

[4] M. Abbasi, S.M. Rozati, "Synthesis and gas sensing behavior of nanostructured V_2O_5 thin films prepared by spray pyrolysis", Materials Science in Semiconductor Processing, 29, No. 7, 132–138, 2015.

[5] N.M. Abd-Alghafour, "Fabrication and characterization of V_2O_5 nanorods based metal–semiconductor–metal photodetector", Sensors and Actuators A, 250, No. 8, 250–257, 2016.

[6] A. Bouzidia, N. Benramdanea, "X-ray and Raman study of spray pyrolysed vanadium oxide", thin films Vibrational Spectroscopy, 57, No. 5, 182–186, 2011.

[7] A.A. Mane, A.V. Moholkar, "Physicochemical properties of sprayed V_2O_5 thin films: Effect of substrate temperature", Analytical and Applied Pyrolysis, 115, No. 9, 57–65, 2015.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

با قابلیت Yb:Silicaکننده فیبری طراحی یک سیستم نوین تشدیدگر – تقویت کنترل توان اپتیکی بر پایه شفافیت القای الکترومغناطیسی

ولی ورمزیاری[۱]، پرویز پروین[۲]، مریم ایلچی[۳]، نرگس شفیعی موسوی[۲]، حمیدرضا حبیبیان[۲] و حسن غفوری‌فرد[۱]

[۱]دانشگاه صنعتی امیرکبیر، دانشکده مهندسی برق، تهران

[۲]دانشگاه صنعتی امیرکبیر، دانشکده مهندسی انرژی و فیزیک، گروه مهندسی فوتونیک، تهران

[۳]پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، پژوهشکده فوتونیک و فناوری کوانتومی، تهران

چکیده – در این مقاله، یک سیستم نوسانگر – تقویت‌کننده فیبری (*MOFPA*) موج پیوسته دو غلافه آلاییده شده به ایتربیوم در بستر سیلیکا (*Yb:silica*) با قابلیت کنترل اپتیکی توان خروجی بر پایه اثر غیرخطی شفافیت القای الکترومغناطیسی (*EIT*) به صورت عددی مدل‌سازی شده است. برای این منظور، نانو کریستال‌های *Si* در موقعیت‌های مکانی خاصی در آینه کوپلاژ خروجی به میزبانی SiO_2 آلاییده شده‌اند. با اعمال میدان پمپ کنترلی خارجی از طریق یک لیزر دیودی روی توری براگ (*FBG*) می‌توان ضریب شکست مواد *EIT* را تغییر داد که نتیجه آن، تغییر درصد بازتاب آینه خروجی (بین صفر تا ۱۰۰ ٪) و نیز دست‌یابی به یک سیستم اپتیکی تنظیم‌پذیر است.

کلید واژه- توری براگ ، شفافیت القایی الکترومغناطیسی، کوپلاژ خروجی، میدان کنترلی، نوسانگر– تقویت‌کننده فیبری

Design of a Novel Power Controllable EIT-based FBG in Yb:silica Master Oscillator - Power Amplifier Fiber

Vali Varmazyari[1], Parviz Parvin[2], Maryam Eilchi[3], Narges Shafii Mousavi[2], Hamidreza Habibiyan[2], and Hassan Ghafoorifard[1]

[1]Electerical Engineering Department, Amirkabir University of Technology, Tehran
[2]Photonic Engineering Group, Department of Physics, Amirkabir University of Technology, Tehran
[3]Photonics and Quantum Technologies Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute

Abstract- In this paper, an optically-controllable continuous-wave single-mode double-clad ytterbium (Yb) doped silica based on the nonlinear electromagnetically induced transparency (EIT) is numerically modeled on a master-oscillator fiber power-amplifier (MOFPA).Here, the Si nanocrystals are embedded in SiO_2 host over selected regions of the output coupler. By applying the external control pump field through a diode laser on the fiber Bragg grating (FBG) can be change the refractive index of the EIT material, which results in a change the percentage of the reflection of the output mirror (between zero and 100%), as well as the achievement of one Optical system is adjustable.
Keywords: Control field, Electromagnetically induced transparency, Fiber Bragg grating, Master Oscillator Fiber Power Amplifier, Output coupler

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

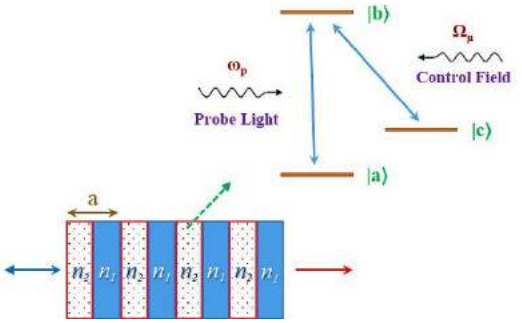
امروزه لیزرهای فیبر نوری آلائیده به عنصر خاکی نادر در کاربردهای متنوع پزشکی، صنعتی و مخابرات نوری استفاده می‌شوند. در همین راستا، آرایه‌های MOFPA[1] به دلیل کیفیت پرتو عالی، کنترل حرارتی مطلوب، راندمان بالا، واگرایی کم، پهنای خط باریک و همدوسی بالا مورد توجه‌اند. این لیزرها از تارهای دوغلافی چند مدی تشکیل شده‌اند که هسته آلائیده تک مد را در بر می‌گیرند. در دو انتهای تار، دو بازتابنده براگ قرار گرفته و سیستم توسط لیزرهای دیودی، از یکی از دو انتها یا هر دو دمیده می‌شود. نوآوری اصلی در این مقاله، کنترل توان خروجی لیزر فیبری با استفاده از تنظیم توری براگ کوپلاژ خروجی با میدان نور کنترلی است. برای این منظور، بخش‌های خاصی از توری براگ کوپلاژ خروجی به میزبانی SiO_2 با نانو کریستال‌های غیرخطی Si آلاییده می‌شوند. طراحی FBG تنظیم‌پذیر و نیز کنترل خروجی لیزر با بهینه‌سازی پارامترهایی مانند تعداد لایه‌های توری، چگالی نانوکریستال‌های EIT[2] و توان میدان کنترلی انجام می‌شود [۱-۲].

۲- تئوری

-آرایه MOFPA: شکل ۱ طرحواره سیستم MOFPA بر پایه FBG-EIT با قابلیت کنترل اپتیکی را نشان می‌دهد. لیزر اصلی شامل فیبر دو غلافه Yb:Silica است که بین دو جفت توری براگ با ضریب شکست پایین (L) و ضریب شکست بالا (H) قرار دارد تا کاواک فابری-پرو را تشکیل دهد. فیبر فعال تک مد با غلظت آلایندگی $۱٫۲\times۱۰^{۲۶}\ m^{-۳}$ ایتربیوم در محیط بهره، قطر هسته-غلاف ۶-۱۲۵ µm و گشودگی عددی (NA) ۰٫۱۵-۰٫۴۶ است. پمپ دیودی تزویج شده به فیبر استاندارد با توان خروجی ۸۰۰ mW به وسیله ترکیب‌گر ۹۷۵-۱۰۸۲ nm متصل می‌شود. در لایه‌های ضریب شکست پایین توری، نانو کریستال‌های EIT آلاییده می‌شوند. ضریب شکست ناحیه EIT در توری براگ با تغییر دامنه میدان کنترلی مدوله می‌شود.

-EIT: این پدیده بر پایه تداخل مخرب کوانتومی بین دو حالت برانگیخته در اتم‌های سه یا چهار تراز و میدان نوری بیرونی است. به طور کلی، در این اثر دو لیزر به نام‌های کنترل و پروب با حالت‌های کوانتومی در تعامل است.

شکل ۲، طرحواره سیستم سه تراز نوع Λ [۳] را نشان می‌دهد که برای شبیه‌سازی از این مدل استفاده شده است. حالت کوانتومی ⟨a| و ⟨b| دو حالت پایه اتمی و ⟨c| تراز برانگیخته است. گذارهای ⟨ab| و ⟨bc| امکان‌پذیر و گذار ⟨ac| ممنوع است. در غیاب میدان کنترلی، میدان پروب جذب می‌شود و با حضور میدان کنترلی، پنجره طیفی شفافی در فرکانس معین گذار ⟨bc| ایجاد می‌شود.



شکل ۲: طرحی از FBG-EIT در سیستم اتمی سه تراز نوع Λ

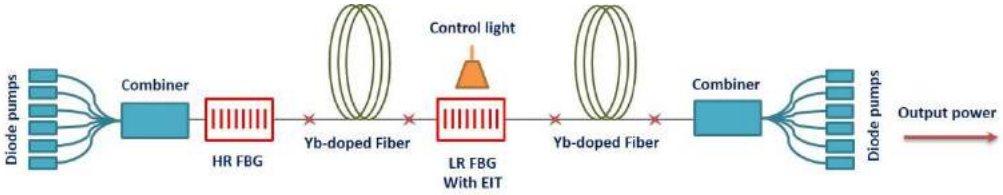
قسمت حقیقی و موهومی ضریب پذیرفتاری خطی χ در گذار فرکانسی ⟨ab| به صورت زیر بیان می‌شود که مربوط به پراکندگی و جذب در محیط است [۴]:

$$\mathrm{Re}(\chi)=\frac{N_a\wp_{ab}^2\Delta}{\varepsilon_0\hbar Z}\times\left[\gamma_{ca}(\gamma_{ab}+\gamma_{ca})+\left(\Delta^2-\gamma_{ab}\gamma_{ca}-\frac{\Omega_\mu^2}{4}\right)\right] \quad (۱)$$

$$\mathrm{Im}(\chi)=\frac{N_a\wp_{ab}^2}{\varepsilon_0\hbar Z}\times\left[\Delta^2(\gamma_{ab}+\gamma_{ca})-\gamma_{ca}\left(\Delta^2-\gamma_{ab}\gamma_{ca}-\frac{\Omega_\mu^2}{4}\right)\right] \quad (۲)$$

$$Z=\left(\Delta^2-\gamma_{ab}-\gamma_{ca}-\frac{\Omega_\mu^2}{4}\right)+\Delta^2(\gamma_{ab}+\gamma_{ca}) \quad (۳)$$

که در آن، پارامترهای N_a، $\wp_{ij}$، γ_{ij} و ε_0 به ترتیب چگالی



شکل ۱: نمایی از MOFPA بر مبنای FBG-EIT

[1] Master-Oscillator Fiber Power-Amplifier [2] Electromagnetically Induced Transparency

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

نانوکریستال، المان ماتریس ممان دوقطبی، آهنگ واپاشی تابشی بین گذار تراز ⟨i| و ⟨j| و گذردهی الکتریکی می‌باشند. همچنین، Ω_μ، ω_p و ω_{ab} به ترتیب فرکانس رابی، فرکانس میدان کنترلی و فرکانس میدان پروب معادل گذار ⟨ab| را نشان می‌دهند و $\Delta = \omega_{ab} - \omega_p$ است. از سوی دیگر، تغییرات ضریب شکست (δn) و ضریب جذب (α) به شکل زیر است:

$$\delta n = \frac{n}{2}\mathrm{Re}(\chi) \quad , \quad \alpha = \frac{k}{2}\mathrm{Im}(\chi) \qquad (۴)$$

که n ضریب شکست EIT در طول موج پروب و k عدد موج را نشان می‌دهد. فرکانس رابی برحسب دامنه میدان کنترلی ε_μ و اندازه میدان کنترلی P [۶] عبارت است از:

$$\Omega_\mu = \frac{\wp_{bc}\varepsilon_\mu}{\hbar} \quad , \quad P = \frac{1}{2}cn\varepsilon_0\varepsilon_\mu^2 A_{eff} \qquad (۵)$$

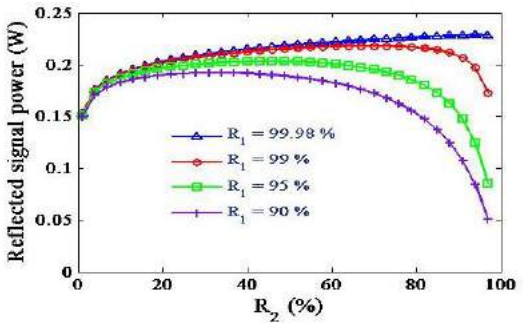
که کمیت‌های c، A_{eff} ، h به ترتیب نشان‌دهنده سرعت نور در خلاء، سطح‌مقطع جذب مؤثر و ثابت پلانک هستند. توری براگ برپایه EIT، در طول‌موج سیگنال جذب پایینی دارد. بنابراین، توان جذب صفر در نظر گرفته می‌شود ($A\approx 0$). در تشدیدگر لیزر فیبری نامتقارن، ضرایب انعکاس (R_1 و R_2) متفاوت هستند و توان سیگنال خروجی (P_{out}) به صورت تابعی از بهره سیگنال کوچک (γ_0) و توان اشباع (P_{sat}) محیط برابر است با:

$$P_{out} = \frac{\sqrt{R_1}(1-R_2)P_{sat}}{\sqrt{R_1}(1-R_2)+\sqrt{R_2}(1-R_1)}\left[\gamma_0 L + \ln\left(\sqrt{R_1 R_2}\right)\right] \qquad (۶)$$

به این ترتیب، بر مبنای پاسخ غیرخطی نور پروب در حضور میدان پمپ کنترلی، شرایط EIT را برای آینه کوپلاژ خروجی در لیزر فیبری ایجاد می‌کنیم.

۳- نتایج

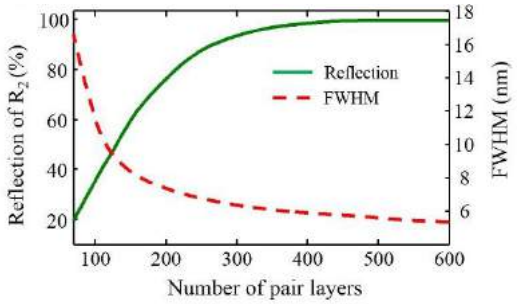
ابتدا، بازده آینه کوپلاژ خروجی به منظور دست‌یابی به شرایط بهینه خروجی لیزر مورد بررسی قرار گرفته است. شکل ۳، توان سیگنال بازتابی از آینه کوپلاژ خروجی در R_1های متفاوت برای حالتی که $A\approx 0$ است را نشان می‌دهد. با تغییر R_1 از ۹۰ ٪ تا ۹۹٫۹۸ ٪، بیشینه توان خروجی لیزر به ازای عبور ۴ ٪ از کوپلاژ خروجی به دست می‌آید. زمانی که ضرایب R_2 و R_1 به ترتیب برابر ۹۶ ٪ و ۹۹٫۹۸ ٪ هستند، توری براگ با ضریب بازتاب کم ناگهان به صورت یک محیط کدر عمل می‌کند.



شکل ۱: توان سیگنال بازتابی برحسب انعکاس کوپلاژ خروجی

حال، می‌توانیم تعداد لایه‌های FBG، غلظت آلاینده EIT و توان پمپ کنترلی مورد نیاز برای طراحی توری براگ کوک‌پذیر با درصد بازتاب دلخواه را تخمین بزنیم. شبیه‌سازی‌های مربوط به FBGها توسط نرم‌افزار Rsoft صورت گرفته که بر پایه تئوری مد-کوپل‌شده عمل می‌کند [۵].

شکل ۴ درصد بازتاب آینه خروجی و FWHM سیگنال لیزر را بر حسب تعداد لایه‌های توری براگ نشان می‌دهد. مطابق شکل، بازتاب ۹۰٪ به کمک ۲۷۰ جفت لایه FBG به دست می‌آید که پهنای باند باریکه خروجی لیزر ۶٫۶ nm خواهد بود.



شکل ۲: انعکاس و FWHM برحسب تعداد لایه‌های انعکاس دهنده

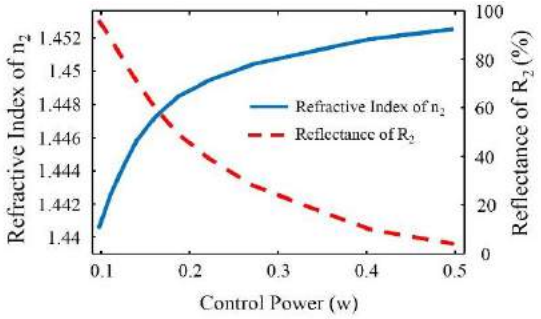
شکل ۵، (الف)، تغییرات ضریب شکست و درصد بازتاب کوپلاژ خروجی را بر حسب تابعی از میدان کنترلی نشان می‌دهد. به این ترتیب، با افزایش توان پمپ کنترلی از mW ۱۰۰ تا mW ۵۰۰، ضریب شکست مناطق EIT از ۱٫۴۴۱۵ تا ۱٫۴۵۲۵ تغییر می‌کند و می‌توان یک توری براگ تنظیم‌پذیر با بازتاب ۹۶ ٪ تا ۴ ٪ داشت. در قسمت (ب)، با افزایش توان پمپ کنترلی، قله طول‌موج سیگنال از nm ۱۰۸۱٫۵ تا nm ۱۰۸۵٫۸ افزایش می‌یابد (جابه‌جایی قرمز). درحالی‌که، FWHM به عکس از nm ۷٫۸ تا nm ۳٫۶ کاهش می‌یابد.

تغییرات ضریب شکست توری براگ با بازتاب پایین n_2 بر حسب توان کنترلی برای غلظت‌های مختلف نانو کریستال

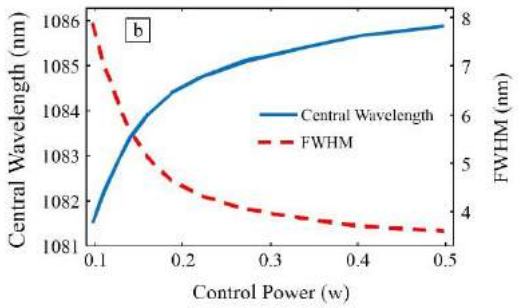
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

EIT زمانی که n_1=۱/۴۵۳۷ است در شکل ۶ رسم شده است. مطابق شکل، هرچه غلظت آلاینده بیشتر باشد، تغییرات ضریب شکست بزرگ‌تری را شاهد هستیم.

شکل ۷، توان خروجی آرایه MOFPA برحسب توان کنترلی برای R_1 های متفاوت را نشان می‌دهد. بیشینه توان خروجی لیزر در انعکاس بالاتر (۹۹/۹۸ ٪) با اعمال کمترین مقدار میدان کنترلی به دست می‌آید.

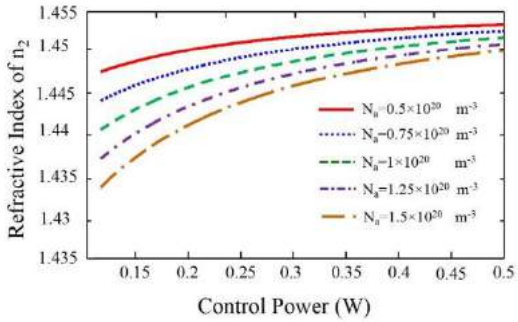


(الف)

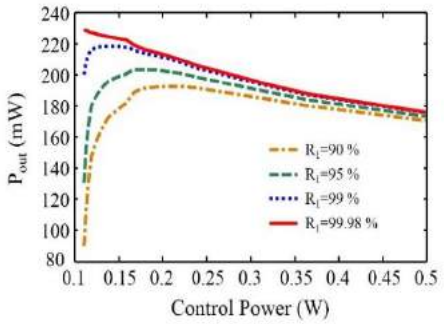


(ب)

شکل ۳: (الف) تغییر ضریب شکست و بازتاب کوپلاژ خروجی (ب) تغییرات طول‌موج و FWHM برحسب توان پمپ کنترلی اعمالی



شکل ۴: تغییرات n_2 به عنوان تابع میدان کنترلی برای N_a های مختلف در n_1=۱/۴۵۳۷



شکل ۵: توان لیزر بر حسب میدان کنترلی برای R_1 های متفاوت

۴- نتیجه‌گیری

در این مقاله، توان خروجی، طول‌موج مرکزی و پهنای باند سیستم فیبری Yb:Silica در آرایش MOFPA با تغییر توان میدان پمپ کنترلی خارجی تنظیم شده است. این روش، با تکیه بر خاصیت غیرخطی نانو کریستال‌های EIT در توری براگ کوپلاژ خروجی اجرا شده است. با اعمال میدان نوری مطلوب، ضریب شکست توری براگ مبتنی بر EIT تغییر می‌کند و به این ترتیب، ضریب بازتاب آینه خروجی قابل کنترل است.

برای این منظور، اثر پارامترهای مخالف مانند تعداد جفت لایه‌ها و طول توری براگ، چگالی مواد آلاینده، تغییرات ضریب شکست و توان میدان کنترلی بر خروجی FBG-EIT در آینه کوپلاژ خروجی مورد بررسی قرار گرفته است.

۵- مراجع

[1] S. E. Harris, "Electromagnetically induced transparency," *Phys. Today*, vol. 50, 1997.

[2] K. Imakita, M. Ito, M. Fujii, and S. Hayashi, "Nonlinear optical properties of Si nanocrystals embedded in SiO2 prepared by a cosputtering method," *J. Appl. Phys*, vol. 105, pp. 3531-3535, 2009.

[3] M. Fleischhauer, A. Imamoglu, and J. P. Marangos, "Electromagnetically induced transparency: Optics in coherent media," *Reviews of modern physics*, vol. 77, p. 633, 2005.

[4] M. Scully, "MS Zubairy Quantum Optics," *Cambridge Press, London*, 1997.

[5] A. Othonos K. Kalli, " Fiber Bragg Gratings: Fundamentals and Applications in Telecommunications and Sensing" *Artech House Print on Demand*, 1999.

[6] V. Varmazyari, H. Habibiyan, and H. Ghafoorifard, "All-optical tunable slow light achievement in photonic crystal coupled-cavity waveguides," *Applied optics*, vol. 52, pp. 6497-6505, 2013.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

سنتز نانوذرات مغناطیسی مگنتیت (Fe_3O_4) و بررسی خواص اپتیکی آن‌ها

فاطمه علوی و اسماعیل ساعی‌ور ایرانی‌زاد

گروه فیزیک ماده چگال، بخش فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه تربیت مدرس، تهران، صندوق پستی ۱۷۵-۱۴۱۱۵

چکیده – در این مطالعه، نانوذرات مگنتیت *(Fe_3O_4)* با روش شیمیایی هم‌رسوبی سنتز شدند،که در یکی از نمونه‌ها از سورفکتانت سدیم اولئات استفاده شد، و در نمونه‌ی دیگر Fe_3O_4 خالص سنتز شد. نانوذرات مگنتیت باروش‌های پراش سنجی پرتو ایکس *(XRD)* ، میکروسکوپ الکترونی روبشی *(SEM)* ، طیف سنجی تبدیل فوریه‌ی فروسرخ *(FTIR)* ، طیف سنجی جذب مرئی - فرابنفش (UV-Visible) و آزمون مغناطیس سنجی (VSM) مشخصه‌یابی شدند. با استفاده از الگوهای پراش *(XRD)* طیف‌های *(FTIR)* شکل‌گیری نانوذرات مگنتیت *(Fe_3O_4)* در نمونه تأیید می‌شود. تصاویر *SEM* نشان داد که اندازه‌ی میانگین نمونه‌ی نانوذرات مگنتیت خالص حدود ۸۰ نانومتر و نمونه‌ی نانوذرات مگنتیت پوشیده شده با سورفکتانت سدیم اولئات حدود ۴۰ نانومتر می‌باشد. در نمونه‌ای که از سورفکتانت سدیم اولئات استفاده شده است، نسبت به نمونه‌ای که مگنتیت خالص سنتز شده، کلوخه شدن نانوذرات کمتر و اندازه‌ی نانوذرات کوچکتر می‌باشد. مورفولوژی ذراتی که با سدیم اولئات پوشش داده شده است، تقریبا کروی است، و توزیع اندازه ذرات تا حدودی یکنواخت می‌باشد. به کمک نتایج بدست آمده از آنالیز (UV-Vis) و به کمک رابطه‌ی تاک گاف نواری انرژی نانوذرات سنتزشده حدود ۲٫۵الکترون ولت بدست آمد.

کلید واژه- نانوذرات مگنتیت، مشخصه‌یابی اپتیکی Fe_3O_4، هم‌رسوبی

Synthesis of magnetite nanoparticles (Fe3O4) and study of their optical properties

Fatemeh Alavi and Esmail Saievar

Condensed matter Physics Group, Department of Physics, Tarbiat Modares University,

Tehran, P.O. Box 14115-175 I.R Iran

In this study, magnetite(Fe_3O_4) nanoparticles with a size range of 40 nm were prepared by the modified controlled chemical co-pericipitation method. In the process, surfactant (sodium oleate) was used to attain ultrafine, nearly spherical and well-dispersed Fe_3O_4 nanoparticles. The size of nanoparticles were determined by particle size analyzer. The magnetite nanoparticles was characterized by X-ray powder diffraction (XRD) analysis, scanning electron microscopy (SEM), Fourier transform infrared spectrometer (FTIR), UV-Visible absorption spectroscopy and vibrating sample magnetometer (VSM). The results showed that the Fe3O4 nanoparticles coated by sodium oleate had a more uniform Size Distribution, smaller size and better dispersion than the pure magnetite nanoparticles. On the other hand, The morphology of particles coated with sodium oleate was spherical and the aggregation effect is low. The results obtained from the (UV-Vis) absorption spectroscopy and Tauc relation showed the band gap of nanoparticles was about 2.5ev.

Keywords: magnetite nanoparticles, Optical Characterization of Fe3O4, co-precipitation method

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

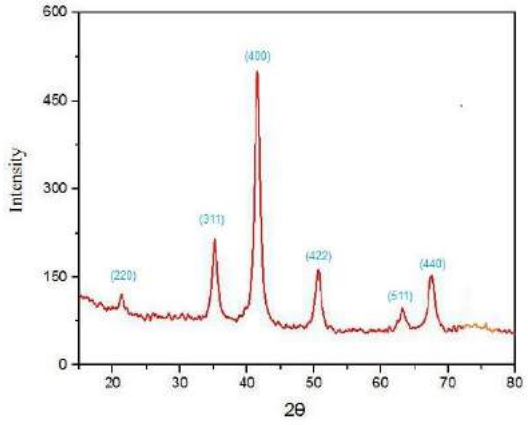
۱ - مقدمه

نانوذرات اکسید فلزی، به دلیل خواص ویژه‌ی نوری خود در سال‌های اخیر در کاربردهای نوری و الکتریکی مختلف بسیار مورد توجه می‌باشند. تغییر در اندازه‌ی نیم‌رساناها و فلزات، باعث تغییرات زیادی در خواص نوری آن‌ها مثل رنگ و شکاف انرژی می‌شود. زیرا با کاهش ابعاد ساختار الکترونیکی و ترازهای انرژی به‌خصوص تراز رسانش و پایین‌ترین تراز خالی تغییرات زیادی خواهند داشت. ازطرفی جذب و نشر نوری حاصل از گذار بین این نوارها با تغییر فاصله‌ی بین آن‌ها تغییر داشته و باعث تغییر در خواص نوری خواهد شد[1-3]. امروزه روش‌های مختلفی برای تولید نانوذرات اکسید فلزی مانند هم‌رسوبی، هیدروترمال، سل ژل، میکروامولسیون وجود دارد که در این بین، هم‌رسوبی یکی از متداول‌ترین و قابل کنترل‌ترین روش‌ها می‌باشد[۴]. در این روش از مواد قلیایی و به‌طور معمول از سدیم هیدروکسید و یا آمونیاک برای تولید نانوذرات اکسیدآهن استفاده می‌کنند. اندازه نانوذرات اکسیدآهن در این روش به عوامل مختلفی از جمله نسبت مولی نمک‌های آهن، نوع نمک و ماده قلیایی مورد استفاده، نسبت ترکیب آن‌ها، سرعت مخلوط کردن، میزان pH، درجه حرارت و حضور نیتروژن بستگی دارد[۵]. در این پژوهش نانوذرات مگنتیت به روش هم‌رسوبی سنتز شدند، و در سنتز آن‌ها برای جلوگیری از کلوخه شدن این نانوذرات و کنترل سایز آن‌ها از سورفکتانت سدیم اولئات استفاده شد.

۲- مواد و روش‌ها

سدیم اولئات، کلرید آهن(II)چهارآبه ($FeCl_2.4H_2O$)، کلرید آهن(III)شش آبه ($FeCl_3.6H_2O$) آمونیاک از sigma chemical company خریداری شدند. ابتدا ۱,۹۹ گرم از $FeCl_2.4H_2O$ و ۵,۴۱ گرم از $FeCl_3.6H_2O$ با نسبت مولی ۱:۲، در ۱۰۰میلی‌لیتر آب دیونیزه و در حضور نیتروژن استیرر شد. محلول حاصله ۳۰دقیقه در دمای اتاق استیرر شد تا به محلول همگن نارنجی رنگی تبدیل شد. سپس سورفکتانت سدیم اولئات به محلول اضافه شد. وقتی دمای محلول به 50^0C رسید، محلول تازه‌ای از هیدروکسیدآمونیوم(100ml,6.4M) بصورت قطره قطره به محلول اضافه شد. درطی فرآیند اضافه کردن آمونیاک، محلول بتدریج از نارنجی به قهوه‌ای و سپس به سیاه زغالی تغییر رنگ یافت. که نشان‌دهنده‌ی تشکیل نانوذرات Fe_3O_4 است.بعد از آن‌که pH محلول به ۱۱ رسید، اضافه کردن آمونیاک قطع شد. و محلول بمدت ۳۰دقیقه تحت استیرر شدید و گاز نیتروژن قرار گرفت. درنهایت نانوذرات مگنتیت با چرخه تکراری سانتریفیوژ و دیسپرس مجدد در آب دیونیزه و اتانول شسته شدند. درنهایت رسوب نانوذرات بمدت ۲۴ ساعت در دمای 40^0C در آون خلاء خشک شدند.

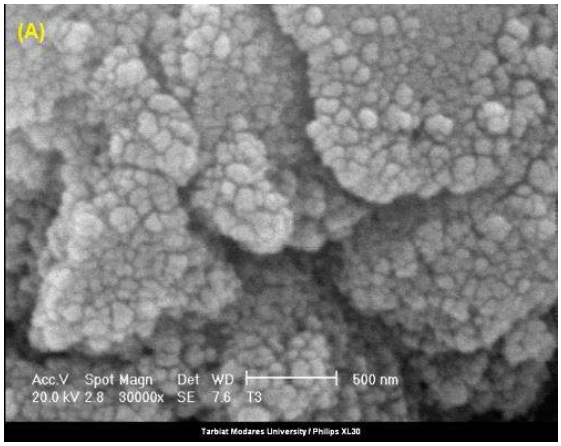
۳- نتایج و بحث

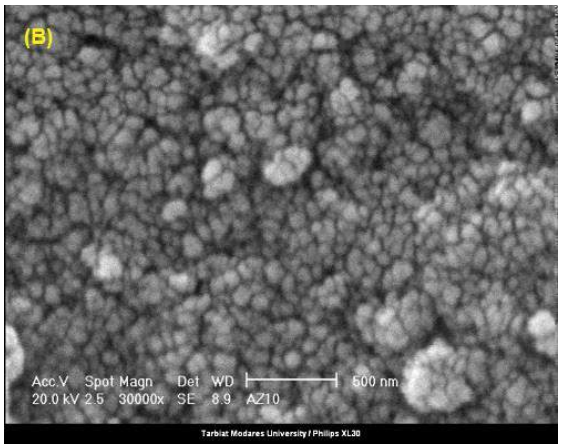


شکل ۱) الگوی پراش پرتوX نانوذرات مگنتیت

شکل ۱ نشان دهنده‌ی الگوی پراش پرتو ایکس (XRD) اکسیدآهن سنتز شده می‌باشد. در این الگو ۶ قله‌ی پراش در زوایای (2θ) ۲۱,۲۹۰، ۳۵,۰۵۰، ۴۱,۳۵۰، ۵۰,۴۴۰، ۶۳,۱۰۰ و ۶۷,۲۸۰ وجود دارد، که متناظر با صفحات بلوری نشان داده شده در شکل می‌باشند. الگوی پراش اشعه‌ی ایکس Fe_3O_4 منطبق با الگوی مرجع خود با کد شناسایی (JCPDS No.82-1533) می‌باشد. میانگین اندازه‌ی بلورک-ها ۲۲نانومتر است، که بر حسب محاسبات رابطه‌ی شرر بدست آمد. همه‌ی پیک‌ها براساس استانداردهای JCPDS جای‌گذاری شدند، که نشان دهنده‌ی سنتز صحیح نانوذرات مگنتیت می‌باشد.

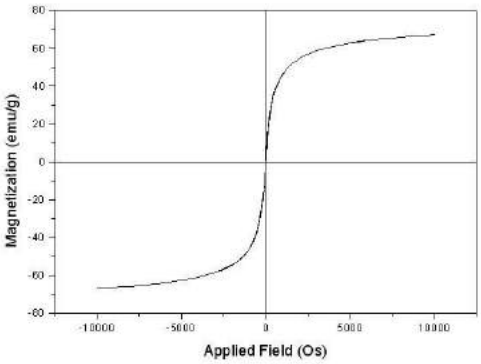
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد





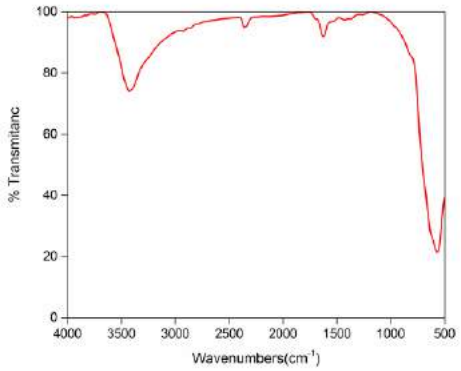
شکل۲) تصاویر میکروسکوپ الکترونی نانوذرات مگنتیت خالص(A) و نانوذرات مگنتیت پوشش داده شده با سورفکتانت سدیم اولئات(B)

در شکل۲ تصاویر میکروسکوپ الکترونی روبشی (SEM) مربوط به دونمونه‌ی سنتز شده از نانوذرات مگنتیت نشان داده شده است، که تصویر (A) مربوط به نانوذرات خالص مگنتیت و تصویر (B) مربوط به نانوذرات مگنتیت پوشش داده شده با سورفکتانت سدیم اولئات می‌باشد. این تصاویر نشان دادند که ذرات مگنتیت خالص سنتز شده اندازه‌ای حدود ۸۰ نانومتر دارند درحالی‌که ذرات مگنتیت پوشش داده شده با سورفکتانت، دارای اندازه‌ی حدود ۴۰ نانومتر می‌باشند. ازنظر مورفولوژی هردو کروی می‌باشند، اما ذرات نمونه‌ای که در آن سورفکتانت به‌کار رفته است یکنواخت‌تر، و اثر کلوخه شدن در آن‌ها کمتر می‌باشد.



شکل۳) چرخه پسماند نانوذرات مغناطیسی Fe_3O_4 تولید شده به روش هم‌رسوبی

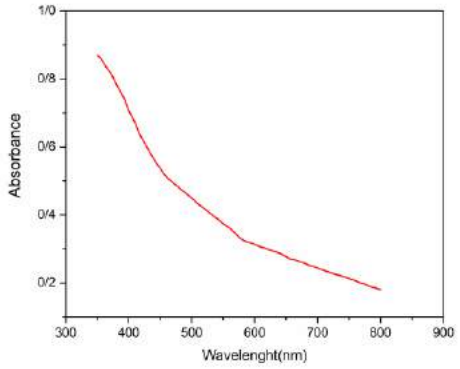
برای اندازه‌گیری مغناطش نمونه دردمای اتاق از یک دستگاه VSM استفاده شد. در شکل ۳ چرخه های پسماند مگنتیت در دمای اتاق آورده شده است. مغناطش اشباع نانوذرات سنتز شده برابر 70 emu/g شد.



شکل۴) طیف FTIR نانوذرات اکسیدآهن Fe_3O_4

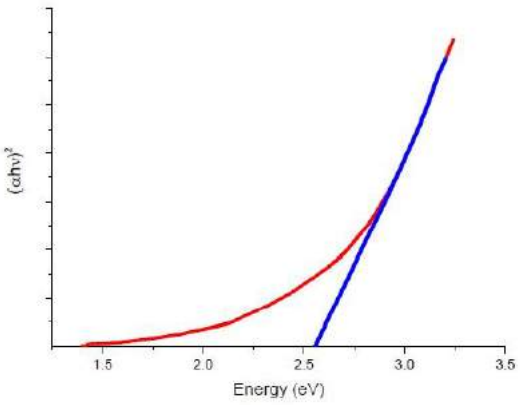
نمودار FTIR نانوذرات اکسیدآهن در شکل ۴ نشان داده شده است. پیک ظاهر شده در $3425cm^{-1}$ به پیوند کششی OH– نسبت داده می‌شود، که دلیل آن جذب OH^- توسط نانوذرات Fe_3O_4 است. پیک ظاهر شده در $566cm^{-1}$ به پیوند ارتعاشی Fe-O در Fe_3O_4 نسبت داده می‌شود[۶, ۷].

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد



شکل۴) نمودار UV-Vis مربوط به نانوذرات اکسیدآهن Fe_3O_4

همان‌طور که در شکل ۴ نشان داده شده است، جذب نانوذرات Fe_3O_4 به‌ازای طول موج‌های محدوده‌ی ۴۰۰ تا ۸۰۰ نانومتر کاهش می‌یابد. نانوذرات اکسیدآهن مگنتیت در محدوده‌ی طیف مرئی (محدوده‌ی طول موج‌های ۴۰۰ تا ۷۰۰نانومتر) بصورت خطی بوده، و هیچ پیک رزونانس پلاسمونی ندارند.



شکل۵) تعیین گاف انرژی اپتیکی به کمک رابطه‌ی تاک

درشکل(۵) گاف نواری انرژی نانوذرات سنتزشده، به کمک رابطه‌ی تاک رسم شده است[۸]. طبق نمودار بالا گاف نواری انرژی نانوذرات ۲,۵ الکترون‌ولت بدست آمد. ازطرفی گاف انرژی نیمه رساناها بین 0-3ev می باشد، که نشان دهنده‌ی نیمه رسانا بودن نانوذرات مگنتیت می باشد.

۴- نتیجه‌گیری

در این پژوهش دو نمونه از نانوذرات اکسیدآهن Fe_3O_4 به روش هم‌رسوبی سنتز شد. در نمونه‌ی اول نانوذرات مگنتیت خالص و در نمونه‌ی دوم نانوذرات پوشش داده شده با سورفکتانت سدیم اولئات سنتز شد. اندازه‌ی ذرات نمونه‌ی اول حدود ۸۰ نانومتر و نمونه‌ی دوم ۴۰ نانومتر است. پیک ظاهر شده در $566cm^{-1}$ به پیوند ارتعاشی Fe-O در Fe_3O_4 را تأیید می‌کند. باتوجه به نتایج آنالیز UV-Vis گاف انرژی نانوذرات سنتز شده حدود ۲,۵الکترون ولت بدست آمد.

۵- مراجع

۱. *Kelly, K.L., et al., The optical properties of metal nanoparticles: the influence of size, shape, and dielectric environment, 2003, ACS Publications.*

۲. *Kelsall, R., I.W. Hamley, and M. Geoghegan, Nanoscale science and technology. 2005: John Wiley & Sons.*

۳. *Turkki, T., Studies on preparation and properties of nanophase metal oxides, 1999, Materialvetenskap.*

۴. *Sun, Y.-k., et al., Synthesis of nanometer-size maghemite particles from magnetite. Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects, 2004. **245**(1): p. 15-19.*

۵. *Gregorio-Jauregui, K.M., et al., One-step method for preparation of magnetic nanoparticles coated with chitosan. Journal of Nanomaterials, 2012. **2012**: p. 4.*

۶. *Cornell, R.M. and U. Schwertmann, The iron oxides: structure, properties, reactions, occurrences and uses. 2003: John Wiley & Sons.*

۷. *Ma, M., et al., Preparation and characterization of magnetite nanoparticles coated by amino silane. Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects, 2003. **212**(2): p. ۲۱۹-۲۲۶.*

۸. *Tauc, J., R. Grigorovici, and A. Vancu, Optical properties and electronic structure of amorphous germanium. physica status solidi (b), 1966. **15**(2): p. 627-637.*

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

درهم‌تنیدگی برهم‌نهی‌های مختلف حالت‌های همدوس فوتون_افزوده

حمیدرضا کشاورز و غلامرضا هنرآسا

دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شیراز، شیراز

چکیده – در این مقاله درهم‌تنیدگی برهم‌نهی‌های مختلف حالت‌های همدوس فوتون_افزوده با استفاده از معیار توافق (تلاقی) بررسی شده است. نتایج نشان می‌دهد با افزایش اختلاف بین فوتون‌های افزوده شده در دو مد، درهم تنیدگی بیشتر می‌شود و بیشینه درهم‌تنیدگی در برهم نهی‌های منفی رخ می‌دهد.

کلید واژه- حالت‌های همدوس فوتون افزوده، در هم‌تنیدگی، برهم‌نهی، توافق(تلاقی).

Entanglement of Different Superpositions of Photon–Added Coherent States

Hamidreza Keshavarz and Gholamreza Honarasa

Department of Physics, Shiraz University of Technology, Shiraz, Iran

Abstract- In this paper, the entanglement of different superpositions of photon added coherent states is investigated using concurrence criterion. The results show that as the difference between photons added in the two modes increases, the entanglement increases and the maximum entanglement occurs in negative superpositions.

Keywords: Photon added coherent states, Entanglement, Superposition, Concurrence.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱ - مقدمه

حالت‌های همدوس ابتدا توسط شرودینگر در زمینه‌ی نوسانگرهای هماهنگ معرفی شدند [۱]. حالت‌های همدوس فوتون_افزوده که حالتی بین حالت‌های همدوس (شبیه ترین حالت کوانتومی به کلاسیک) و حالت‌های عددی (حالت کوانتومی خالص) بشمار می روند، حالت فوتون_افزوده است که با به‌کارگیری مکرر عملگر خلق روی پایه‌های حالت همدوس به‌دست می‌آیند. این حالت‌ها نخستین بار توسط آگروال و تارا معرفی شدند[۲]. حالتهای همدوس فوتون_افزوده بسیار مورد توجه هستند زیرا دارای آمار زیرپواسونی و تابع ویگنر منفی هستند و این ویژگی‌ها آنها را در دسته حالت‌های غیرکلاسیکی قرار می دهد که برای کاربردهای اطلاعات کوانتومی بسیار مناسب هستند[۳].

درهم تنیدگی یکی از مهم ترین ویژگی کوانتومی است و از آن را به عنوان یک منبع مهم و ارزشمند برای انجام رایانش و مبادله اطلاعات کوانتومی استفاده می کنند [۴]. در این مقاله درهم تنیدگی برهم نهی حالت‌های همدوس فوتون_افزوده را برای تعداد فوتون های افزوده مختلف و برهم نهی های مثبت و منفی بررسی خواهیم کرد.

۲- حالت‌های همدوس فوتون افزوده

حالت‌های همدوس فوتون_افزوده به‌صورت زیر تعریف می‌شوند:

$$|\pm\alpha,m\rangle=\frac{\hat{a}^{\dagger m}|\pm\alpha\rangle}{m!\left[L_m\left(-|\alpha|^2\right)\right]^{\frac{1}{2}}} \qquad (۱)$$

که در آن $|\pm\alpha\rangle=e^{-\frac{|\alpha|^2}{2}}\sum_{n=0}^{\infty}\frac{(\pm\alpha)^n}{\sqrt{n!}}|n\rangle$ حالت همدوس است و $L_m(x)$ چند جمله‌ای لاگر از مرتبه m است. $\hat{a}^{\dagger m}$ عملگر خلق است که m مرتبه مورد استفاده قرار گرفته است. هم پوشانی بین دو حالت بهنجار نشده همدوس با mو n فوتون افزوده ($\hat{a}^{\dagger m}|-\alpha\rangle$ و $\hat{a}^{\dagger n}|-\beta\rangle$) به صورت زیر به دست آید:

(۲)

$$\begin{aligned}\langle-\alpha|\hat{a}^m\hat{a}^{\dagger n}|-\beta\rangle &= e^{-\frac{|\alpha|^2+|\beta|^2}{2}}\\ &\times\sum_{i,j=0}^{\infty}\frac{(-\alpha)^{*i}(-\beta)^j}{\sqrt{i!}\sqrt{j!}}\langle i|a^m a^{\dagger n}|j\rangle\\ &= e^{-\frac{|\alpha|^2+|\beta|^2}{2}}\\ &\times\sum_{i=0}^{\infty}\frac{\left(\alpha^*\beta\right)^i(-1)^{m-n}\beta^{m-n}(m+1)!}{i!(i+m-n)!}\end{aligned}$$

۳- درهم‌تنیدگی

در این بخش به بررسی برهم نهی حالت‌های همدوس فوتون_افزوده به عنوان حالت‌های دو قسمتی به صورت زیر می‌پردازیم:

$$\begin{aligned}|\Psi^{AB}\rangle &= N(u\,a^{\dagger m}|-\alpha\rangle_A b^{\dagger n}|-\beta\rangle_B\\ &+v\,a^{\dagger n}|-\beta\rangle_A b^{\dagger m}|-\alpha\rangle_B)\end{aligned} \qquad (۳)$$

که در آن $a^{\dagger m}$ ($b^{\dagger n}$) می‌تواند m(n) فوتون در مد $\hat{a}$ زیر سیستم A ($\hat{b}$ در زیر سیستمB) تولید کند. u و v اعداد مختلطی هستند که معرف برهم نهی حالت‌ها هستند و از $|u|^2+|v|^2=1$ پیروی می‌کنند. N ضریب بهنجارش است و از رابطه زیر به‌دست می‌آید:

(۴)

$$\begin{aligned}N(u,v)=&\left[L_m\left(-|\alpha|^2\right)L_n\left(-|\beta|^2\right)m!n!\right.\\ &\left.+2e^{-\left(|\alpha|^2+|\beta|^2\right)}\mathrm{Re}\left(u^*v\right)\left|\sum_{i=0}^{\infty}\frac{\left(\alpha^*\beta\right)^i(-1)^{m-n}\beta^{m-n}(m+i)!}{i!(i+m-n)!}\right|^2\right]^{\frac{-1}{2}}\end{aligned}$$

می‌توان دو کیوبیت به صورت زیر برای هر زیربخش تعریف کرد [۳]:

$$\begin{aligned}|0\rangle &\equiv N_1 a^{\dagger m}|-\alpha\rangle\\ |1\rangle &\equiv N_2\left(a^{\dagger n}|-\beta\rangle - Z\,N_1 a^{\dagger m}|-\alpha\rangle\right)\end{aligned} \qquad (۵)$$

که در آن $Z=N_1{}^*\langle-\alpha|a^m a^{\dagger n}|-\beta\rangle$ از هم پوشانی بین دو حالت غیر متعامد با ضرایب بهنجارش زیر به دست می آید:

$$N_1=\left[L_m\left(-|\alpha|^2\right)m!\right]^{-1/2} \qquad (۶)$$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

(۷)
$$N_2=\left[L_n\left(-|\beta|^2\right)n!+|ZN_1|^2L_m\left(-|\alpha|^2\right)m!-2e^{\frac{-\left(|\alpha|^2+|\beta|^2\right)}{2}}\times\mathrm{Re}\left(ZN_1\sum_{i=0}^{\infty}\frac{\left(\beta^*\alpha\right)^i(-\beta)^{*(m-n)}(m+i)!}{i!(i+m-n)!}\right)\right]^{-1/2}$$

حالت (۳) را می‌توان بر حسب دو کیوبیت معرفی شده به صورت زیر نوشت:

$$\left|\psi^{AB}\right\rangle=\frac{N(u,v)}{N_1N_2}(u|01\rangle+v|10\rangle+ZN_2(u+v)|00\rangle) \quad (۸)$$

برای تعیین درجه در هم تنیدگی از معیار توافق یا تلاقی استفاده می‌کنیم [۵]. این معیار مقادیر بین صفر تا یک به خود می گیرد به نحوی که صفر نشان دهنده عدم وجود درهم تنیدگی و یک نشان دهنده درهم تنیدگی کامل است. این معیار برای حالت (۸) به صورت زیر بیان می‌شود:

$$C=\left|\left\langle\psi^{AB}\left|\sigma_y\otimes\sigma_y\right|\psi^{AB}*\right\rangle\right| \quad (۹)$$

که در آن σ_y ماتریس y پائولی است. در نهایت معیار توافق یا تلاقی برای برهم نهی حالت‌های همدوس فوتون افزوده به صورت زیر به دست می‌آید:

$$C=2\left(\frac{N(u,v)}{N_1N_2}\right)^2|uv| \quad (۱۰)$$

۴- نتایج و بحث

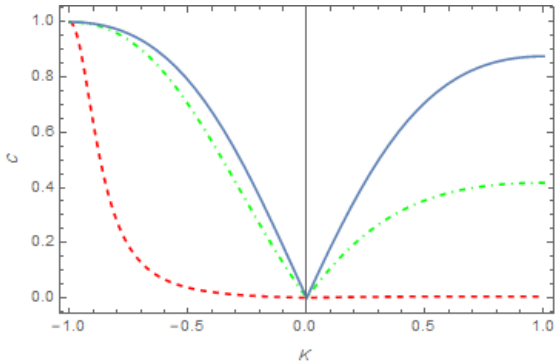
در این قسمت به بررسی میزان در هم تنیدگی برهم‌نهی حالت‌های همدوس فوتون_افزوده برای نسبت های مختلف برهم‌نهی به ازای تعداد فوتون‌های افزوده مختلف می‌پردازیم.

به این منظور نسبت برهم نهی u و v را برحسب ضریب k بیان می کنیم $k = u/v$ که k های منفی بیانگر برهم نهی منفی و k های مثبت، برهم نهی مثبت را بیان می‌کند.

در شکل ۱، تلاقی بر حسب k با در نظر گرفتن $\alpha=\beta=10$ به ازای تعداد فوتون‌های افزوده مختلف رسم شده است. در این شکل نمودار خط‌چین به ازای $n=2$ و $m=3$ رسم شده است. همانطور که مشاهده می‌کنیم در $k=-1$ معیار توافق ۱ است که به معنای درهم‌تنیدگی کامل است اما ضریب C به مرور در امتداد k به سمت صفر میل می‌کند. بنابراین در این حالت به ازای برهم‌نهی‌های منفی درهم‌تنیدگی از حالت بیشینه به سمت صفر میل می‌کند و در برهم‌نهی مثبت نیز درهم‌تنیدگی رخ نمی‌دهد.

نمودار خط-نقطه برای $n=2$ و $m=12$ رسم شده است. در این نمودار نیز حالت بیشینه در هم تنیدگی به ازای $k=-1$ رخ داده است و با شیب ملایم تری به نسبت نمودار قبلی به سمت صفر میل می‌کند. در $k=0$ درهم‌تنیدگی به صفر میل می کند، اما برای برهم‌نهی مثبت، درهم‌تنیدگی با افزایش k افزایش می‌یابد که مقدار بیشینه آن در $k=1$ رخ می‌دهد و مقدار آن $C=0.4$ است.

نمودار خط توپر برای $n=2$ و $m=20$ رسم شده است. در این نمودار نیز حالت بیشینه درهم‌تنیدگی در $k=-1$ رخ داده است و همانند دو نمودار قبل در $k=0$ درهم‌تنیدگی صفر می‌شود اما در برهم‌نهی منفی با شیب کمتری نسبت به دو نمودار قبل به سمت صفر میل می‌کند. برای برهم‌نهی مثبت هم افزایش درهم‌تنیدگی داریم و بیشینه درهم‌تنیدگی در $k=1$ رخ می‌دهد که مقدار آن $C=0.87$ است. بنابراین با افزایش تعداد فوتون‌های افزوده شده، درهم‌تنیدگی افزایش یافته است.



شکل ۱: ضریب توافق برحسب تابعی از k، به ازای $n=2$ و $m=3$ (منحنی خط‌چین)، $m=12$ (منحنی خط-نقطه) و $m=20$ (منحنی توپر).

در شکل ۲ نیز تلاقی بر حسب k با در نظرگرفتن $\alpha=\beta=10$ به ازای تعداد فوتون‌های افزوده مختلف رسم شده است.

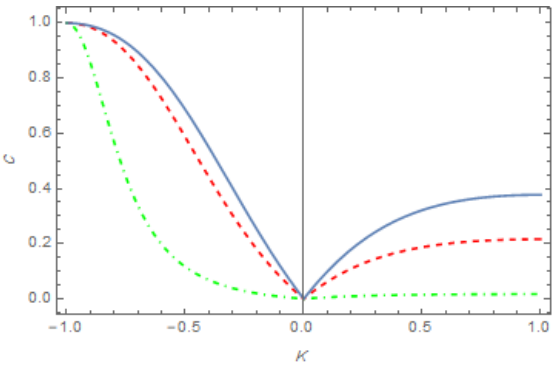
در این شکل نمودار خط چین به ازای $n=10$ و $m=3$ رسم شده است. همانطور که مشاهده می‌شود در $k=-1$ ضریب توافق ما ۱ است که به معنای درهم‌تنیدگی کامل

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

است اما ضریب C به مرور در امتداد k به سمت صفر میل می‌کند. بنابراین در این حالت به ازای برهم‌نهی‌های منفی درهم‌تنیدگی از حالت بیشینه به سمت صفر میل می‌کند. در برهم نهی مثبت ضریبC از صفر تا $C=0.2$ افزایش می‌یابد که بیشینه آن در $k=1$است.

نمودار نقطه خط-نقطه برای $n=10$ و $m=12$رسم شده است. در این نمودار نیز حالت بیشینه در هم تنیدگی به ازای $k=-1$رخ داده است و با شیب تند تری نسبت به نمودار قبلی به سمت صفر میل می‌کند. در برهم‌نهی‌های مثبت تقریبا درهم‌تنیدگی صفر است.

نمودار خط توپر برای $n=10$ و $m=20$ رسم شده است. در این نمودار نیز حالت بیشینه درهم‌تنیدگی در $k=-1$ رخ داده است و همانند دو نمودار قبل در $k=0$ درهم‌تنیدگی صفر می شود اما در برهم‌نهی منفی ضریبC با شیب کمتری نسبت به دو نمودار قبل به سمت صفر میل می‌کند. برای برهم‌نهی مثبت هم افزایش درهم‌تنیدگی داریم و بیشینه ضریبC در $k=1$رخ می‌دهد که مقدار آن $C=0.4$است.



شکل ۲: ضریب توافق برحسب تابعی از k، به ازای $n=10$ و $m=3$ (منحنی خط‌چین)، $m=12$(منحنی خط-نقطه) و $m=20$(منحنی توپر).

۵- نتیجه‌گیری

ضریب توافق یا تلاقی به ازای $k=-1$ بیشینه است. بنابراین بیشترین درهم‌تنیدگی هنگامی رخ می‌دهد که برهم‌نهی منفی $(u=-v)$ باشد. در حالت کلی همانطور که از شکل‌ها مشخص است به ازای $|k|$ یکسان، همواره میزان درهم‌تنیدگی در برهم‌نهی منفی، بیشتر از میزان درهم‌تنیدگی در برهم‌نهی مثبت است.

برای سایر حالت‌ها نیز درهم‌تنیدگی به تعداد فوتون‌های افزوده شده بستگی دارد و میزان درهم تنیدگی برهم‌نهی حالت‌های همدوس فوتون افزوده برای برهم‌نهی‌های مثبت و منفی به $|m-n|$بستگی دارد و هر چه این مقدار بزرگتر باشد میزان درهم‌تنیدگی حالت‌ها بیشتر است.

مراجع

[1] E. Schrödinger, “Der stetige Übergang von der Mikrozur Makromechanik”, Naturwissenschaften, Vol. 14, pp. 664-666, 1926 .

[2] G. S. Agarwal, K. Tara, “Nonclassical properties of states generated by the excitations on a coherent state”, Phys. Rev. A, Vol. 43, pp. 492-497, 1991.

[3] F. A. Domínguez-Serna, F. J. Mendieta-Jimenez, F. Rojas, “Entangled photon-added coherent states”, Quant. Inf. Proc., Vol. 15, pp. 3121-3136, 2016.

[4] R. Jozsa, N. Linden, “On the role of entanglement in quantum-computational speed-up”, Proc. R. Soc. A Math. Phys. Eng. Sci., Vol. 459, pp. 2011–2032, 2003.

[5] W. K. Wootters, “Entanglement of formation of an arbitrary state of two qubits”, Phys. Rev. Lett., Vol. 80, pp. 2245–2248, 1998.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

چلاندگی کوادراتورهای میدان در یک نوسانگر اپتومکانیکی غیرخطی میرا: رهیافت هایزنبرگ-لانژوین

محمد جواد صالحی، حمیدرضا باغشاهی و علی اصغری نژاد

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه ولی عصر (عج) رفسنجان، رفسنجان

چکیده – در این مقاله به مطالعه چلاندگی کوادراتورهای میدان در یک سامانه اپتومکانیکی با بازتابنده‌های براگ متحرک و یک تیغه دی‌الکتریک در داخل آن که به صورت مرتبه دوم با میدان کاواک جفت شده است می‌پردازیم. همچنین فرض بر این است که برهم‌کنش در حضور محیط کر، میدان لیزر و اثرات اتلافی اتفاق بیافتد. با استفاده از رهیافت هایزنبرگ-لانژوین، تأثیر محیط کر، جفت‌شدگی اپتومکانیکی، پارامتر وادنیدگی و اثرات اتلافی بر روی چلاندگی مورد ارزیابی قرار می‌گیرد.

کلید واژه- چلاندگی، نوسانگر اپتومکانیکی، میرایی، رهیافت هایزنبرگ- لانژوین

Squeezing of the Field Quadratures in a Dissipative Nonlinear Optomechanical Oscillator: Heisenberg-Langevin Approach

Mohammad Javad Salehi, Hamid Reza Baghshahi and Ali Asghari Nejad

Department of Physics, Faculty of Science, Vali-e-Asr University of Rafsanjan, Rafsanjan

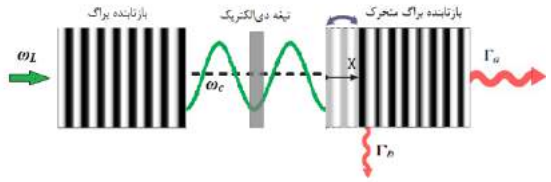
In this paper, we study squeezing of the field quadratures in an optomechanical cavity formed by a micropillar with moveable Bragg reflectors and a thin dielectric-membrane which is quadratically coupled to the cavity field. In addition, it is considered that, this interaction is occurred in the presence of Kerr medium, laser field and dissipation effects. Using the Heisenberg-Langevin approach, the effect of Kerr medium, optomechanical coupling, detuning parameter and dissipation effects on the behavior of the squeezing is evaluated.

Keywords: Squeezing, Optomechanical resonator, Dissipation, Heisenberg-Langevin Approach

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

سامانه‌های اپتومکانیکی از ساختارهای مهم در اپتیک کوانتومی به شمار می‌آیند که در نوع استاندارد آن مد کاواک می‌تواند با نوسانگر مکانیکی از طریق فشار تابشی جفت شود. از جمله کاربردهای سامانه‌های اپتومکانیک می‌توان به پردازش اطلاعات کوانتومی، سردسازی کوانتومی جسم ماکروسکوپیک، اندازه‌گیری دقیق جرم و نیرو و ... اشاره کرد [۱]. در سامانه‌های اپتومکانیکی برهم‌کنش آینه متحرک با میدان تابشی می‌تواند منجر به رفتار غیرخطی شود که با بروز این رفتار غیرخطی می‌توان به مهندسی حالت‌های غیرکلاسیکی در یک سامانه پرداخت، در [۲] یک سامانه اپتومکانیکی متشکل از دو بازتابنده براگ در دو انتهای کاواک که یکی از آنها متحرک است در نظر گرفته شده و یک چاه کوانتومی در داخل کاواک قرار دارد، که در این سامانه نشان داده شده برهم‌کنش مد کاواک و بازتابنده از مرتبه دوم است. از منظر دیگر و در ارتباط مستقیم با این مقاله تمام سامانه‌های مورد بررسی در اپتیک کوانتومی به طور اجتناب ناپذیری با محیط اطرافشان در تماس هستند و بنابراین در نظر گرفتن اتلاف در این سامانه‌ها مهم می‌باشد. یکی از رهیافت‌های مهم برای بررسی اثرات اتلافی در این سامانه‌ها رهیافت هایزنبرگ-لانژوین است، که در آن محیط اتلافی را به صورت یک ذخیره‌ساز (حمام) با تعداد درجات آزادی زیاد (مجموعه‌ای از نوسانگرهای هماهنگ) در نظر می‌گیرند [۳]. در این مقاله یک سامانه اپتومکانیکی که در دو انتهای کاواک آن بازتابنده‌های براگ قرار دارد و یکی از آنها متحرک است را در نظر می‌گیریم. همچنین فرض می‌کنیم در داخل این کاواک یک محیط غیرخطی قرار داده شده است که اثر غیرخطی کر در آن وجود دارد [۴]. در وسط کاواک و بر روی یکی از گره‌ها یا شکم‌های موج ایستاده‌ی تشکیل شده در داخل کاواک، یک تیغه دی‌الکتریک از جنس SiN با ضخامت 50_{nm} در نظر می‌گیریم [۵]. همچنین برای بازتابنده متحرک و خود کاواک میرایی در نظر می‌گیریم. با استفاده از رهیافت هایزنبرگ-لانژوین و استفاده از تقریب نویز سفید مارکوفی، چلاندگی مدهای میدان را مورد مطالعه قرار داده و تأثیر میرایی بر روی آن را مورد بررسی قرار می‌دهیم. لازم به ذکر است که حالت یک میدان را چلانده می‌گوییم اگر تغییرات یکی از کوادراتورهای میدان نسبت به حالت همدوس کاهش و کوادراتور دیگری افزایش پیدا کند، با این شرط که تغییرات آنها در اصل عدم قطعیت صدق کند [۳]. از کاربردهای مهم حالت‌های چلانده می‌توان به آشکارسازی امواج گرانشی [۶] و ... اشاره نمود.



شکل ۱: طرحواره سامانه اپتومکانیکی که در آن بازتابنده‌های براگ در دو انتهای کاواک و تیغه دی‌الکتریک مشخص شده‌اند. Γ_a ثابت میرایی کاواک و Γ_b ثابت میرایی بازتابنده براگ متحرک هستند.

۲- رهیافت هایزنبرگ-لانژوین برای سامانه‌های اپتومکانیکی

در اینجا یک نوسانگر اپتومکانیکی که زیر سامانه‌های آن به صورت مرتبه دو و غیرخطی [۲و۴] با هم جفت شده‌اند را در نظر می‌گیریم. همچنین یک میدان تک‌رنگ لیزر با فرکانس ω_L به داخل کاواک تابیده می‌شود. هامیلتونی این سامانه ما به صورت زیر است:

$$\hat{H} = \hat{H}_R + \hat{H}_0 \qquad (۱)$$

به طوری که $\hat{H}_0$ و $\hat{H}_R$ به وسیله معادلات (۲) و (۳) داده شده اند. $\hat{H}_R$ قسمتی است که هر دو زیرسامانه با حمام گرمایی خودشان درهم‌کنش می‌کنند که می‌توانیم آنها را به صورت مجموعه‌ای از نوسانگرهای هماهنگ در نظر بگیریم. در چارچوب چرخان با فرکانس ω_L هامیلتونی $\hat{H}_0$ به صورت زیر تبدیل می‌شود $(\Delta_c = \omega_c - \omega_L)$:

$$\hat{H}_0 = \Delta_c \hat{a}^\dagger \hat{a} + \omega_M \hat{b}^\dagger \hat{b} + g_{opt}[\hat{a}^\dagger \hat{a}(\hat{b}^\dagger + \hat{b})^2] + \Omega(\hat{a}^\dagger + \hat{a}) + \chi \hat{a}^{\dagger 2} \hat{a}^2 \qquad (۲)$$

به طوری که $\hat{a}^\dagger$ و $\hat{b}^\dagger$ به ترتیب عملگرهای خلق فوتون‌های کاواک و فونون‌ها با فرکانس‌های ω_c و ω_M هستند. جمله سوم معادله (۲) جفت شدگی مرتبه دو بازتابنده متحرک با مد میدان، جمله چهارم تابش میدان لیزر و جمله آخر این معادله اثر غیرخطی کر را نشان می‌دهند. $\hat{H}_R$ به صورت

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

زیر است:

$$\hat{H}_R = \sum_k \omega_k \hat{m}_k^\dagger \hat{m}_k + \sum_k g_k (\hat{m}_k^\dagger \hat{a} + \hat{a}^\dagger \hat{m}_k) + \sum_{k'} \omega_{k'} \hat{n}_{k'}^\dagger \hat{n}_{k'} + \sum_{k'} g_{k'} (\hat{n}_{k'}^\dagger \hat{b} + \hat{b}^\dagger \hat{n}_{k'}) \quad (۳)$$

به طوری که دو جمله اول سمت راست آن میرایی کاواک از طریق حمام گرمایی خودش با عملگرهای نوسانگر هماهنگ ساده $\hat{m}_k^\dagger$ و $\hat{m}_k$ و جمله سوم و چهارم میرایی بازتابنده متحرک به وسیله عملگرهای $\hat{n}_{k'}$ و $\hat{n}_{k'}^\dagger$ هست.

معادلات حرکت هایزنبرگ برای عملگرهای دو زیر سامانه کاواک و بازتابنده متحرک با معادلات (۴) و (۶) و معادلات مربوط به عملگرهای منابع میرایی به وسیله معادلات (۵) و (۷) به صورت زیر مشخص می‌شوند:

$$\frac{d}{dt}\hat{a} = -i\Delta_c \hat{a} - ig_{opt}[\hat{a}(\hat{b}^\dagger + \hat{b})^2] - i\Omega - i\sum_k g_k \hat{m}_k - 2i\chi(\hat{a}^\dagger \hat{a}^2) \quad (۴)$$

$$\frac{d}{dt}\hat{m}_k = -i\omega_k \hat{m}_k - ig_k \hat{a} \quad (۵)$$

$$\frac{d}{dt}\hat{b} = -i\omega_M \hat{b} - 2ig_{opt}[\hat{a}^\dagger \hat{a}(\hat{b} + \hat{b}^\dagger)] - i\sum_{k'} g_{k'} \hat{n}_{k'}$$

$$\frac{d}{dt}\hat{n}_{k'} = -i\omega_{k'} \hat{n}_{k'} - ig_{k'} \hat{b} \quad (۶)$$

با حل معادله‌های (۵) و (۷) و جایگذاری در (۴) و (۶) رابطه‌های (۸) و (۹) به وجود خواهند آمد:

$$\frac{d}{dt}\hat{a} = -i\Delta_c \hat{a} - ig_{opt}[\hat{a}(\hat{b}^\dagger + \hat{b})^2] - i\Omega - 2i\chi(\hat{a}^\dagger \hat{a}^2) - \frac{1}{2}\Gamma_a \hat{a}(t) + F_a(t) \quad (۸)$$

$$\frac{d}{dt}\hat{b} = -i\omega_M \hat{b} - 2ig_{opt}[\hat{a}^\dagger \hat{a}(\hat{b} + \hat{b}^\dagger)] - \frac{1}{2}\Gamma_b \hat{b}(t) + F_b(t) \quad (۹)$$

به طوری که $F_a(t)$ ، Γ_a ، $F_b(t)$ و Γ_b عملگر اختلال و ثابت میرایی برای کاواک و بازتابنده متحرک هستند.

$$F_a(t) = -i\sum_k g_k \hat{m}_k(0) e^{-i\omega_k t} \quad (۱۰)$$

$$F_b(t) = -i\sum_{k'} g_{k'} \hat{n}_{k'}(0) e^{-i\omega_{k'} t} \quad (۱۱)$$

$$\frac{1}{2}\Gamma_a \hat{a}(t) \cong \sum_k g_k^2 \int_0^t dt' \hat{a}(t') e^{-i\omega_k (t-t')} \quad (۱۲)$$

$$\frac{1}{2}\Gamma_b \hat{b}(t) \cong \sum_{k'} g_{k'}^2 \int_0^t dt' \hat{b}(t') e^{-i\omega_{k'} (t-t')} \quad (۱۳)$$

۲- ۱- معادلات کوانتومی

از طریق معادلات (۸) و (۹) و الحاقی آنها یک سری معادلات جفت شده به دست می‌آید و با توجه به اینکه هر دو منبع را حمام گرمایی در نظر گرفتیم خواهیم داشت:

$$\langle F_{\hat{a}}(t)\rangle = \langle F_{\hat{b}}(t)\rangle = \langle F_{\hat{a}}(t)\hat{b}(t)\rangle = \langle F_{\hat{b}}(t)\hat{a}(t)\rangle = 0$$

$$\langle F_{\hat{a}}^\dagger(t)\hat{a}(t)\rangle = \langle \hat{a}^\dagger(t) F_{\hat{a}}(t)\rangle = \frac{\Gamma_a}{2}\bar{n}_{th}^a$$

$$\langle F_{\hat{b}}^\dagger(t)\hat{b}(t)\rangle = \langle \hat{b}^\dagger(t) F_{\hat{b}}(t)\rangle = \frac{\Gamma_b}{2}\bar{n}_{th}^b$$

و معادلات جفت شده بدست آمده به شکل زیر هستند:

$$\frac{d}{dt}\langle\hat{a}\rangle = -i\Delta_c\langle\hat{a}\rangle - i\Omega - ig_{opt}\left[\langle\hat{a}\hat{b}^{\dagger 2}\rangle + \langle\hat{a}\hat{b}^2\rangle + 2\langle\hat{a}\hat{b}^\dagger\hat{b}\rangle + \langle\hat{a}\rangle\right] - 2i\chi\langle\hat{a}^\dagger\hat{a}^2\rangle - \frac{1}{2}\Gamma_a\langle\hat{a}\rangle \quad (۱۴)$$

$$\frac{d}{dt}\langle\hat{b}\rangle = -i\omega_M\langle\hat{b}\rangle - 2ig_{opt}\left[\langle\hat{a}^\dagger\hat{a}\hat{b}\rangle + \langle\hat{a}^\dagger\hat{a}\hat{b}^\dagger\rangle\right] - \frac{1}{2}\Gamma_b\langle\hat{b}\rangle \quad (۱۵)$$

$$\frac{d}{dt}\langle\hat{a}^\dagger\hat{a}\rangle = -i\Omega\left(\langle\hat{a}^\dagger\rangle - \langle\hat{a}\rangle\right) - \Gamma_a\left(\langle\hat{a}^\dagger\hat{a}\rangle - \bar{n}_{th}^a\right) \quad (۱۶)$$

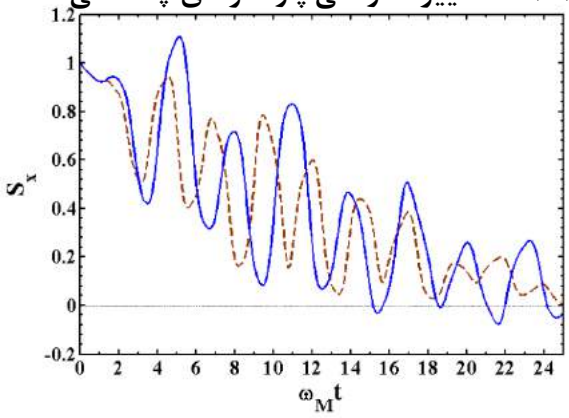
$$\frac{d}{dt}\langle\hat{b}^\dagger\hat{b}\rangle = -2ig_{opt}\left[\langle\hat{a}^\dagger\hat{a}\hat{b}^{\dagger 2}\rangle - \langle\hat{a}^\dagger\hat{a}\hat{b}^2\rangle\right] - \Gamma_b\langle\hat{b}^\dagger\hat{b}\rangle + \Gamma_b\bar{n}_{th}^b \quad (۱۷)$$

$$\frac{d}{dt}\langle\hat{a}\hat{b}^\dagger\rangle = \left(-\frac{1}{2}(\Gamma_a + \Gamma_b) + i(\omega_M - \Delta_c)\right)\langle\hat{a}\hat{b}^\dagger\rangle - i\Omega\langle\hat{b}^\dagger\rangle + ig_{opt}\left[-\langle\hat{a}\hat{b}^\dagger\hat{b}^2\rangle - \langle\hat{a}\hat{b}^{\dagger 3}\rangle - \langle\hat{a}\hat{b}^\dagger\rangle\right] + 2ig_{opt}\left[\langle\hat{a}^\dagger\hat{a}^2\hat{b}\rangle + \langle\hat{a}^\dagger\hat{a}^2\hat{b}^\dagger\rangle - \langle\hat{a}\hat{b}^{\dagger 2}\hat{b}\rangle\right] - 2i\chi\langle\hat{a}^\dagger\hat{a}^2\hat{b}^\dagger\rangle \quad (۱۸)$$

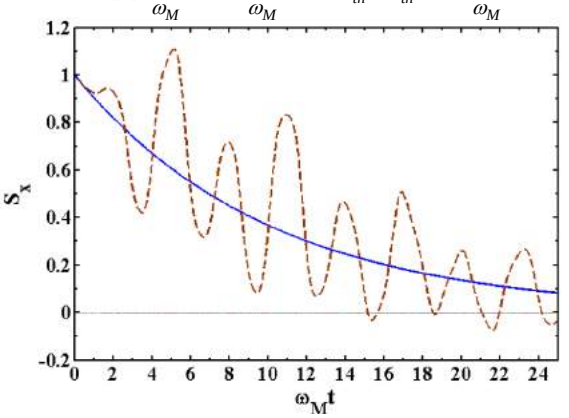
معادلات به دست آمده در بالا بسته نیستند، با استفاده از رهیافت کاهندگی، مرتبه عملگرهای ذکر شده را کاهش می‌دهیم (نهایتاً تا مرتبه دو) [۷]. با حل عددی معادلات بدست آمده به بررسی چلاندگی کوادراتورهای میدان می‌پردازیم.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱-۱- تغییرات زمانی پارامترهای چلاندگی



شکل ۲: پارامتر S_x چلاندگی با انتخاب $\frac{g_{opt}}{\omega_M}=1.1$ (نمودار توپر)، $\frac{g_{opt}}{\omega_M}=1.6$ (نمودار خط‌چین) و $\frac{\chi}{\omega_M}=.1$، $\frac{\Gamma_a}{\omega_M}=.1$، $\frac{\Gamma_b}{\omega_M}=.001$، $\bar{n}_{th}^a=\bar{n}_{th}^b=0$، $\frac{\Delta_c}{\omega_M}=0$، $\frac{\Omega}{\omega_M}=.6$ [۷]



شکل ۳: پارامتر S_x چلاندگی بدون در نظر گرفتن اثر کر $\frac{\chi}{\omega_M}=0$ (نمودار توپر)، در نظر گرفتن اثر کر $\frac{\chi}{\omega_M}=.1$ (نمودار خط‌چین)، $\frac{g_{opt}}{\omega_M}=1.1$ و پارامترهای مشابه با شکل ۲

با تعریف پارامترهای چلاندگی به صورت $S_x=4(\Delta\hat{x})^2-1$ و $S_y=4(\Delta\hat{y})^2-1$ در مؤلفه‌های $\hat{x}$ و $\hat{y}$ اگر $-1\langle S_x\langle 0$ و $-1\langle S_y\langle 0$ باشد چلاندگی رخ می‌دهد. این پارامترها با در نظرگرفتن تعریف $\hat{x}$ و $\hat{y}$ بصورت زیر هستند:

$$S_x=2\left\langle\hat{a}^\dagger\hat{a}\right\rangle+\left\langle\hat{a}^2\right\rangle+\left\langle\hat{a}^{\dagger 2}\right\rangle-\left(\left\langle\hat{a}\right\rangle+\left\langle\hat{a}^\dagger\right\rangle\right)^2 \quad (۱۹)$$

$$S_y=2\left\langle\hat{a}^\dagger\hat{a}\right\rangle-\left\langle\hat{a}^2\right\rangle-\left\langle\hat{a}^{\dagger 2}\right\rangle+\left(\left\langle\hat{a}\right\rangle-\left\langle\hat{a}^\dagger\right\rangle\right)^2 \quad (۲۰)$$

شکل ۲ برای بررسی تأثیر جفت‌شدگی اپتومکانیکی بر روی تغییرات زمانی مولفه S_x چلاندگی رسم شده است. همانطور که از این شکل مشخص است با افزایش این پارامتر عمق چلاندگی کم می‌شود. در شکل ۳ تأثیر محیط غیرخطی کر بر روی مولفه S_x چلاندگی مورد بررسی قرار گرفته است. همانطور که مشخص است چلاندگی در این مولفه فقط در حضور محیط کر اتفاق می‌افتد.

۲- نتیجه‌گیری

در این مقاله به بررسی چلاندگی کوادراتورهای میدان درون یک سامانه اپتومکانیکی با ویژگی‌های گفته شده پرداخته شده است. بر اساس نتایج بدست آمده که در اینجا نیامده است چلاندگی در مولفه y میدان با در نظر گرفتن وادنیدگی صفر وجود ندارد. ولی با انتخاب وادنیدگی صفر همانطور که در شکل‌های ۲ و ۳ آمده است در برخی از بازه‌های زمانی در مولفه x چلاندگی وجود دارد که مدت زمان رخ دادن آن و همچنین عمق آن به جفت‌شدگی اپتومکانیکی و پارامتر کر وابسته است. در مورد تأثیر پارامتر وادنیدگی (Δ_c) بر روی رفتار زمانی مولفه‌های چلاندگی ذکر این نکته لازم است که با در نظرگرفتن وادنیدگی مخالف صفر چلاندگی در هر دو مولفه، ولی با عمق بسیار ناچیز رخ می‌دهد.

مراجع

[1] M. Aspelmeyer, T. J. Kippenberg, F. Marquardt, Rev. Mod. Phys. 86, 1391, 2014.
[2] O. Kyriienko, T. C. H. Liew, I. A. Shelykh, Phys. Rev. Lett. 112, 76402, 2014.
[3] M. O. Scully, M. Suhail Zubairy, *Quantum optics*, Cambridge University Press,1997.
[4] S. Shahidani, M. H. Naderi, M. Soltanolkotabi, S. Barzanjeh, J. Opt. Soc. Am. B, 31, 1087, 2014.
[5] J. D. Thompson, B. M. Zwickl, A. M. Jayich, F. Marquardt, S. M. Girvin, J. G. E. Harris, Nature, 452, 72, 2008.
[6] D. Walls, Nature, 306, 141, 1983.
[7] S. K. Singh, C. H. Raymond Ooi, J. Opt. Soc. Am. B, 31, 2390, 2014.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

بهبود توان تفکیک میکروسکوپی جاروب لیزری هم‌کانون با روش مدولاسیون محوری روزنه‌ی آشکارسازی

محمد دلجور، مهدی مزدور دشتابی، رضا مسعودی

پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی، تهران

چکیده – با ابداع میکروسکوپی هم‌کانون، علاوه بر اینکه توان تفکیک افزایش یافت، تصویربرداری سه بعدی از نمونه‌های ضخیم با پراکندگی بالا نیز ممکن گردید. در این مقاله، یک روش پردازش آنی داده‌برداری، با استفاده از مدولاسیون محوری روزنه‌ی آشکارساز متصل به یک تقویت کننده‌ی قفل‌شونده، به منظور افزایش توان تفکیک محوری در یک میکروسکوپ جاروب لیزری هم‌کانون ، معرفی شده است. به علاوه، این روش برش‌نگاری نوری را بهبود بخشیده و همچنین ابهام در مکان‌یابی نمونه (در بالا یا پایین صفحه‌ی جاروب)، موجود در میکروسکوپی هم‌کانون مرسوم را برطرف می‌کند.

کلید واژه- میکروسکوپی هم‌کانون، میکروسکوپی جاروب لیزری، مدولاسیون محوری روزنه‌ی آشکارسازی

Resolution enhancement of confocal laser scanning microscopy by detection pinhole axial modulation technique

Mohammad Deljoor, Mahdi Mozdoor Dashtabi, Reza Massudi

Shahid Beheshti University, G.C., Laser and Plasma Research Institute

Abstract – With the invention of confocal microscopy, in addition to the enhancement of resolution, 3D imaging of thick highly-scattering samples became possible. In this article, an instant data acquisition processing method is introduced using axial modulation of detection pinhole in order to increase the axial resolution of a laser scanning confocal microscope (SCM). This method, improves optical sectioning as well and also resolves the ambiguity of sample positioning (above or below the scanning plane) existing in conventional confocal microscopes.

Keywords: Confocal microscopy, Laser scanning microscopy, Detection pinhole axial modulation

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

میکروسکوپی نوری از ۳۵۰ سال پیش تاکنون ابزار مهمی در تحقیقات به شمار می‌رود. میکروسکوپ‌های نوری میدان گسترده، تنها قادر به تصویربرداری از نمونه‌های بسیار نازک هستند، چرا که در نمونه‌های ضخیم، مجموع اطلاعات نوری صفحات بالایی و پایینی نیز در تصویر صفحه‌ی مورد نظر دیده می‌شود. در این حالت کنتراست تصویر به شدت پایین می‌آید و در نتیجه از کیفیت تصویر و وضوح آن کاسته می‌شود.

با اختراع میکروسکوپ هم‌کانون توسط مینسکی در سال ۱۹۵۷ و با ترکیب این نوع میکروسکوپی با میکروسکوپی جاروب لیزری و گذاشتن یک روزنه در صفحه‌ی تصویر، جلوی آشکارساز، این مشکل تا حدودی حل و این گونه میکروسکوپ، به عنوان ابزاری بی‌نظیر در تحقیقات زیستی به کار گرفته شد. روزنه، با حذف نورهای خارج از کانون که از صفحات بالایی و پایینی به آشکارساز می‌رسد، باعث حذف پس‌زمینه و بالا رفتن وضوح تصویر می‌شود. توان تفکیک این میکروسکوپ حدود ۱,۴ برابر بیشتر از میکروسکوپ معمولی میدان گسترده است [1] و به واسطه‌ی این میکروسکوپ می‌توان اطلاعات مربوط به صفحات مختلف را به طور جداگانه دریافت کرد و به یک سیستم برش‌نگاری نوری دست یافت که در تصویربرداری سه بعدی از نمونه‌های زیستی کاربرد دارد.

با وجود توانایی میکروسکوپ هم‌کانون در افزایش توان تفکیک و توانایی تصویربرداری از نمونه‌های ضخیم، این ویژگی‌ها برای بسیاری از کاربردها کافی نیست. به همین دلیل روش‌های جدیدی از جمله، میکروسکوپی صفحه‌ی نور [4]، میکروسکوپی غیرخطی [5] و میکروسکوپی نوررسانی ساختارمند [6]، ابداع و به خدمت گرفته شد. این روش‌ها دارای معایب متعددی از جمله پیچیدگی و گران بودن تجهیزات تصویربرداری هستند.

برای جبران این مشکلات، روش آشکارسازی مدولاسیون پیشنهاد می‌شود. مزیت اصلی این روش، توانایی آشکارسازی حساس به فاز است، که منجر به محدود شدن پاسخ سیستم آشکارسازی به یک بازه‌ی باریک در اطراف فرکانس مدولاسیون می‌شود. این روش، نخست در میکروسکوپی تولید هماهنگ سوم به کار گرفته شده است [2] و دارای ویژگی‌هایی مانند حذف پس‌زمینه در نمونه‌های با پراکندگی زیاد، افزایش توان تفکیک محوری و جایگزیدگی و رفع ابهام در مکان نمونه است [3].

در این مقاله، روش مدولاسیون محوری روزنه‌ی هم‌کانون آشکارسازی را معرفی می‌کنیم، و از آن به منظور بهبود میکروسکوپی هم‌کانون بهره خواهیم برد.

۲- اصول و تئوری

در میکروسکوپی هم‌کانون، به منظور حذف نورهای خارج از کانون، یک روزنه جلوی آشکارساز قرار می‌گیرد. تصویربرداری در این مورد از دو بخش تشکیل می‌شود ۱) باریکه‌ی لیزر توسط عدسی شیئی روی نمونه کانونی می‌شود و ۲) سیگنال بازتابی از نمونه توسط عدسی شیئی روی روزنه‌ی جلوی آشکارساز تصویر می‌شود.

به دلیل اثرات پراش، باریکه‌ی لیزری که روی نمونه کانونی می‌شود، بصورت تک نقطه نخواهد بود و یک توزیع شدت سه بعدی خواهد داشت که به آن تابع توزیع نقطه‌ای نور-رسانی (PSF_{exc}) گفته می‌شود. به طور مشابه، سیگنال بازتابی از هر نقطه‌ی نمونه که به صفحه‌ی آشکارساز می‌رسد نیز یک توزیع شدت سه بعدی خواهد داشت که به آن تابع توزیع نقطه‌ای آشکارسازی ($PSF_{\det}$) گفته می‌شود. بنابراین کل فرایند نور-رسانی و آشکارسازی را می‌توان با یک تابع توزیع نقطه‌ای هم‌کانون (PSF_{conf}) بصورت زیر تعریف کرد.

$$PSF_{conf}(x,y,z) = PSF_{exc}(x,y,z).PSF_{\det}(x,y,z) \quad (۱)$$

در میکروسکوپ جاروب لیزری هم‌کانون، باریکه‌ی کانونی شده، روی نمونه جاروب می‌شود و سپس سیگنال بازتابی از هر نقطه توسط آشکارساز ثبت می‌گردد. تصویر، از پیچش بین تابع توزیع نقطه‌ای هم‌کانون با دامنه‌ی مختلط بازتابی از نمونه بدست می‌آید. بنابراین خواهیم داشت:

$$I(X,Y,Z) = |O(x,y,z) \otimes PSF_{conf}(x,y,z)|^2 \quad (۲)$$

که (X,Y,Z) و (x,y,z) مختصات فضا به ترتیب در صفحه‌ی تصویر و جسم هستند و $O(x,y,z)$ نشان‌دهنده‌ی دامنه‌ی مختلط بازتابی از نمونه است.

در میکروسکوپی هم‌کانون مدولاسیون محوری روزنه‌ی هم‌کانون آشکارسازی، مکان روزنه‌ی هم‌کانون با دامنه‌ی $2\delta_0$ در طول محور z با فرکانس f مدوله می‌شود. در

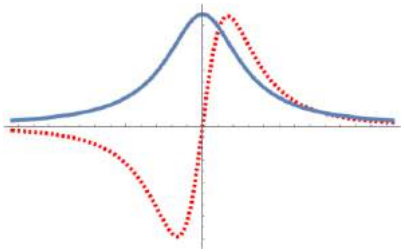
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

نتیجه، سیگنال ثبت شده توسط آشکارساز به صورت رابطه‌ی زیر خواهد بود:

$$I_s(X,Y,Z) = \\ |O(x,y,z) \otimes (PSF_{exc}(x,y,z) \\ \times PSF_{det}(x,y,z+\delta_0 \sin(2\pi ft)))|^2 \quad (۳)$$

معادله‌ی ۳ نشان می‌دهد که سیگنال ثبت شده توسط آشکارساز به ازای یک مکان z مشخص، در زمان مدوله شده است. مولفه‌ی فرکانسی f مربوط به I_s، $S_f(z)$، با عبور سیگنال الکتریکی خروجی آشکارساز از درون یک تقویت‌کننده‌ی قفل شونده که روی فرکانس f قفل شده است، به دست می‌آید، که متناسب با مشتق مرتبه‌ی اول $I_s(z)$ نسبت به z است [2,7].

به دلیل استفاده از باریکه‌ی گوسین به منظور نور-رسانی روی نمونه، با تقریب خوبی می‌توان فرض کرد که تابع توزیع نقطه‌ای نور-رسانی نیز بعد از عدسی شیئی و کانونی شدن، به صورت گوسین باقی خواهد ماند [1]. ضمن در نظر گرفتن این فرض، سیگنال‌های تئوری متناظر با یک فصل مشترک، برای دو حالت هم‌کانون معمولی (خط توپر) و حالت مدولاسیون روزنه‌ی هم‌کانون آشکارسازی (نقطه‌چین) در شکل ۱ نشان داده شده است.

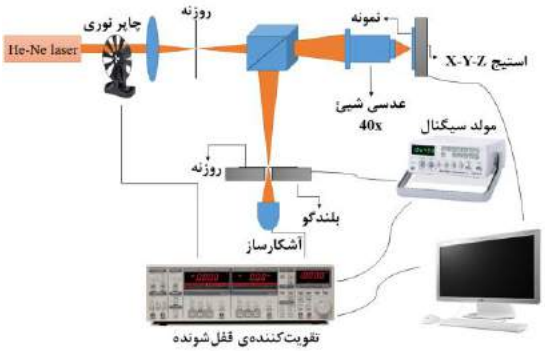


شکل ۱: سیگنال تئوری میکروسکوپی هم‌کانون معمولی (خط ممتد) و مدولاسیون روزنه‌ی هم‌کانون آشکارسازی (نقطه چین)

در میکروسکوپی هم‌کانون، بیشترین مقدار سیگنال به ازای آن سطحی از نمونه‌ی مورد مطالعه که در صفحه‌ی کانون عدسی شیئی قرار دارد (صفحه‌ی همیوغ مختلط با روزنه) به دست می‌آید. به دلیل تقارن تابع پراکنش نقطه‌ای در راستای z، تشخیص مکان نمونه در میکروسکوپی هم‌کانون معمولی دارای ابهام است و واضح نیست که نمونه در بالای صفحه‌ی جاروب قرار دارد و یا در زیر آن. اما در روش مدولاسیون محوری روزنه‌ی هم‌کانون آشکارسازی، به هنگام گذر از صفحه‌ی جاروب (صفحه‌ی همیوغ با روزنه)، علامت $S_f(z)$ تغییر می‌کند. در نتیجه، مکان نمونه نسبت به صفحه‌ی جاروب در راستای z قابل تشخیص است. بنابراین می‌توان از این ویژگی برای بهبود برش‌نگاری و جایگزیدگی استفاده کرد. همچنین از آنجا که پهنای هر یک از نواحی (مثبت و منفی) سیگنال مربوط به حالت مدولاسیون محوری روزنه‌ی هم‌کانون آشکارسازی، نسبت به حالت میکروسکوپی هم‌کانون معمولی کمتر است، توان تفکیک محوری افزایش خواهد یافت. با انجام محاسبات، این افزایش توان تفکیک محوری به اندازه‌ی ۱٫۶ برابر بدست می‌آید.

۳- نتایج تجربی

شماتیک چیدمان تجربی برای میکروسکوپی هم‌کانون معمولی و مدولاسیون محوری روزنه‌ی هم‌کانون آشکارسازی در شکل ۲ نشان داده شده است.



شکل ۲: شماتیک چیدمان تجربی

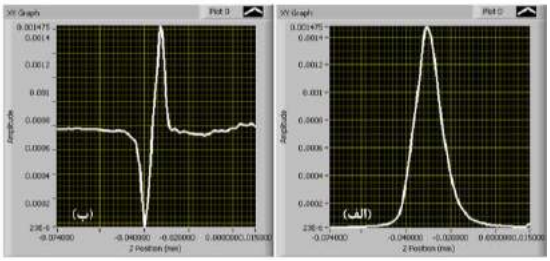
برای حالت معمولی، از یک تقویت کننده‌ی قفل‌شونده که سینگال مرجع آن توسط یک چاپر نوری تامین می‌شود، جهت رفع نویز و داده‌برداری استفاده شده است، اما برای تبدیل چیدمان معمولی به یک چیدمان مدولاسیون روزنه‌ی هم‌کانون آشکارسازی، چاپر حذف شده و روزنه با یک بلندگو که توسط یک مولد سیگنال راه‌اندازی می‌شود، حول محور z نوسان داده می شود.

شکل ۳، سیگنال ثبت شده از یک لام شیشه‌ای که در طول محور z از بالای نقطه‌ی کانونی عدسی شیئی به سمت پایین (به سمت آشکارساز) حرکت می‌کند، با روش معمولی (الف) و مدولاسیون محوری روزنه‌ی هم‌کانون آشکارسازی (ب)، را نشان می دهد.

مقایسه‌ی شکل‌های ۱و۳ نشان می‌دهد که داده‌های تئوری و تجربی در تطابق خوبی با یکدیگر هستند. همچنین از شکل ۳، می‌توان دید که سیگنال مدولاسیون محوری روزنه‌ی هم‌کانون آشکارسازی، بصورت متناسب با مشتق

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

مرتبه‌ی اول سیگنال ثبت شده به روش معمولی است. در شکل ۳، ناحیه‌ی مثبت به ازای حالتی است که لام بالای صفحه‌ی جاروب قرار دارد و هر چه به سمت عدسی شیئی حرکت می‌کنیم ابتدا سطح سیگنال صفر شده (قرار گرفتن لام روی سطح کانون عدسی شیئی) و سپس منفی می‌شود.



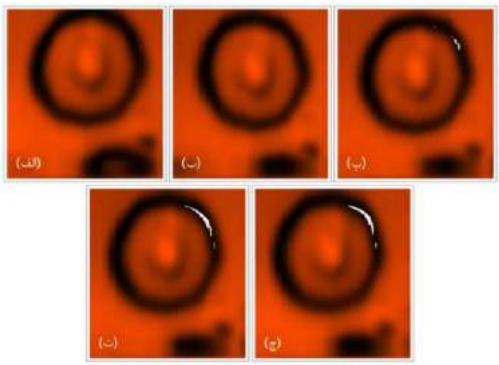
شکل ۳: شکل سیگنال تجربی بدست آمده برای میکروسکوپی هم‌کانون معمولی (الف) و مدولاسیون محوری روزنه‌ی هم‌کانون آشکارسازی (ب).

برای نشان دادن بهبود جایگزیدگی و بهبود تفسیر سیگنال در یک نمونه‌ی زیستی، از یک گلبول قرمز با هر دو روش معمولی (شکل ۴) و مدولاسیون محوری روزنه‌ی هم‌کانون آشکارسازی (شکل ۵)، تصویربرداری کرده‌ایم.

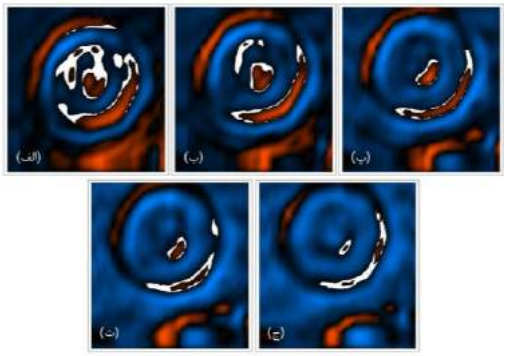
همان‌طور که در شکل ۴ دیده می‌شود، میکروسکوپی هم‌کانون معمولی، قادر به تمایز بین ۵ میکرومتر جابجایی محوری موجود در ۵ تصویر نیست. اما تکنیک مدولاسیون محوری روزنه‌ی هم‌کانون آشکارسازی، (شکل ۵)، می‌تواند بین نقاط نمونه که در بالا (قرمز) و زیر (آبی) سطح جاروب قرار دارد، تمایز قائل شود. همانطور که سطح جاروب از پایین سلول(شکل ۵ الف) به سمت بالای آن حرکت می‌کند، از نواحی قرمز کاسته شده و نواحی آبی رنگ افزایش می‌یابند. نواحی سفید رنگ نشان‌دهنده‌ی بخش‌هایی از نمونه است که بر روی صفحه‌ی جاروب قرار دارند.

۴- نتیجه‌گیری

میکروسکوپی هم‌کانون مدولاسیون محوری روزنه‌ی هم‌کانون آشکارسازی، علاوه بر افزایش توان تفکیک محوری به اندازه‌ی ۱,۶ برابر نسبت به میکروسکوپی هم‌کانون معمولی و بهبود برش‌نگاری نوری، امکان تفسیر بهتر سیگنال دریافتی از نمونه را میسر می‌کند. از این ویژگی می‌توان در تصویربرداری از نمونه‌های زیستی ضخیم و با پراکندگی بالا به ویژه تصویربرداری از مغز، بهره جست.



شکل ۴: تصاویر برش نگاری ثبت شده از گلبول قرمز با گام یک میکرومتر در طول محور z با میکروسکوپی هم‌کانون معمولی.



شکل ۵: تصاویر برش نگاری ثبت شده از گلبول قرمز با گام یک میکرومتر در طول محور z با روش مدولاسیون محوری روزنه‌ی هم‌کانون آشکارسازی.

مراجع

[1] R. H. Webb, “Confocal optical microscopy,” Reports on Progress in Physics, vol. 59, no. 3, p. 427, 1996.
[2] M. M. Dashtabi and R. Massudi, “Nonlinear optical microscopy improvement by focal-point axial modulation,” Journal of biomedical optics, vol. 21, no. 5, pp. 056006–056006, 2016.
[3] M. Mozdoor Dashtabi, A. S. Arabanian, and R. Massudi, “Axial resolution enhancement of third harmonic generation microscopy by harmonic focal point axial modulation,” Applied Physics Letters, vol. 110, no. 7, p. 071106, 2017.
[4] P. Mahou, J. Vermot, E. Beaurepaire, and W. Supatto, “Multicolor two-photon light-sheet microscopy,” Nature methods, vol. 11, no. 6, pp. 600–601, 2014.
[5] S. Yue, M. N. Slipchenko, and J.-X. Cheng, “Multimodal nonlinear optical microscopy,” Laser & photonics reviews, vol. 5, no. 4, pp. 496–512, 2011.
[6] M. Saxena, G. Eluru, and S. S. Gorthi, “Structured illumination microscopy,” Advances in Optics and Photonics, vol. 7, no. 2, pp. 241–275, 2015.
[7] W. Demtröder, Laser spectroscopy: basic concepts and instrumentation. Springer Science & Business Media, 2013
[8]

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

بررسی تغییرات خواص اپتیکی فیلم نازک PMMA در برهم‌کنش با لیزر پالسی CO_2

سحر سهرابی[۱]، میترا وصال[۱]، محمود ملاباشی[۱] ، هدیه پازکیان[۲]، محسن منتظرالقائم[۲]

[۱]دانشکده فیزیک، دانشگاه علم و صنعت ایران

[۲]پژوهشگاه علوم و فنون هسته ای، پژوهشکده فوتونیک و فناوری های کوانتومی

چکیده – در این مقاله اثر تابش لیزر پالسی CO_2 روی خواص اپتیکی پلیمر پلی متیل متاآکریلات(*PMMA*) بررسی شده است. پلیمر *PMMA* به صورت فیلم نازک لایه نشانی شده روی شیشه مورد آزمایش قرار گرفته است. نمونه های فیلم نازک با ضخامت ۱۰۰ میکرون باریختن محلول *PMMA* (۵۰ گرم *PMMA* در*cc* ۱ تولوئن)روی شیشه تهیه شده است. نمونه ها با لیزر پالسی CO_2 با پهنای پالس ۱۰۰ نانوثانیه در شاریدگی ها و تعداد پالس های مختلف تابش دهی شده و خواص اپتیکی آن مورد بررسی قرار گرفت. برای به دست آوردن ضریب شکست و سایر خصوصیات اپتیکی از طیف سنجی *UV-Visible* و برای بررسی مورفولوژی سطح از میکروسکوپ الکترونی روبشی استفاده شده است.

کلید واژه- پلیمر PMMA ، خواص اپتیکی، طیف سنجی UV-Visible ، لیزر پالسی CO_2

Investigation of the pulsed CO_2 laser irradiation on optical properties of PMMA

Sahar Sohrabi[1], Mitra Vesal[1], Mahmoud Mollabashi[1], Hedieh Pazokian[2], Mohsen Montazeralghaem[2]

[1]Physics Department, Iran university of science and technology, Tehran, Iran

[2]Photonics and Quantum technologies research school, Nuclear science and technology research Institue, Tehran, Iran

Abstract- In this paper effect of the pulsed CO_2 laser irradiation on the optical properties of PMMA films was investigated. PMMA thin films with thickness of about 100 micron was prepared by casting PMMA solution (50 gr PMMM in 1cc toluene) on microscope glass. The samples were irradiated by a pulsed CO_2 laser with 100 ns pulse duration. Effect of the irradiation parameters including the laser fluence and the number of pulses on the optical properties of the films was examined. Scanning electron microscopy and UV-Vis spectroscopy were used for the investigation of the morphology and optical changes after irradiation.

Keywords: Refractive index, PMMA, optical properties, UV-Visible spectroscopy, pulsed CO_2 laser

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

امروزه علم به سمت کوچک‌تر کردن ابزارهای اندازه گیری و آزمایش پیش می‌رود. استفاده از تراشه‌های میکروشاره جایگزین مناسبی برای روش‌های سنتی آزمایش است و در آن سرعت، دقت و بازده آزمایش بالا می‌رود. تراشه‌های میکروشاره، شامل میکروکانال هایی هستند که به هم متصل شده‌اند. میکروکانال ها، کانال هایی در ابعاد میکرونی هستند که با روش های مختلف مانند میکروماشین‌کاری لیزری در ماده ایجاد می‌شوند. از طرفی ویژگی های اپتیکی ماده مورد پردازش برای ساخت تراشه میکروشاره اهمیت زیادی در تعیین روش مورد استفاده برای ساخت و کیفیت کانال های ایجاد شده دارد.

پلیمرها از جمله موادی هستند که به دلیل ارزان بودن و ویژگی های خوب و مناسب اپتیکی و شیمیایی امروزه برای ساخت تراشه‌های میکروشاره بسیار مورد توجه هستند.

در این مقاله به بررسی تغییرات اپتیکی پلیمر PMMA در برهم‌کنش با لیزر پالسی CO_2 پرداخته شده است. برای این کار از طیف‌سنجی UV-Visible برای بررسی و محاسبه تغییرات اپتیکی بعد از تابش استفاده شده است.

۲- روش انجام آزمایش

فیلم نازک PMMA با ضخامت حدود ۱۰۰ میکرون تهیه شد. برای تهیه ی فیلم ۵۰۰ گرم پودر PMMA در ۱cc تولوئن حل شده و محلول حاصل در دمای ۱۵۰ درجه سلسیوس به مدت چهار ساعت تکان داده شد. سپس محلول ژله ای ایجاد شده روی شیشه ای که از قبل با HF اسیدی شده است، ریخته شده و در دمای اتاق به مدت یک ساعت قرار گرفت.

فیلم های به دست آمده در شاریدگی ها و تعداد پالس های مختلف با لیزر پالسی CO_2 با پهنای پالس ۱۰۰ نانوثانیه و طول موج۹/۵۵ میکرون، خط ۹(P)۲۰ ، تابش‌دهی شدند.

۲-۱- روش محاسبه‌ی خصوصیات اپتیکی نمونه‌های تابش‌دیده

برای محاسبه‌ی خواص اپتیکی پلیمر PMMA ابتدا طیف عبوری(T) نمونه ی تابش دیده گرفته می‌شود. سپس میزان انعکاس(R) و جذب(A) با استفاده از معادلات (۱) و (۲) به دست می آید.

$$A = -\log T \qquad (۱)$$

$$R = 1 - T - A \qquad (۲)$$

با داشتن R و ضخامت نمونه(t)، ضریب جذب(α)، ضریب خاموشی(k) و ضریب شکست(n) محاسبه خواهند شد. برای محاسبه ی ضریب جذب از قانون بیر-لامبرت (رابطه‌ی ۳) و برای محاسبه ی ضریب خاموشی از رابطه‌ی (۴) استفاده می‌شود[۱].

$$\alpha = 2.303\frac{A}{t} \qquad (۳)$$

$$k = \frac{\lambda\alpha}{4\pi} \qquad (۴)$$

و در نهایت با استفاده از نتایج فوق ضریب شکست از رابطه‌ی زیر قابل محاسبه است[۲].

$$n = \frac{1+R}{1-R} + \sqrt{\frac{4R}{(1-R)^2} - k^2} \qquad (۵)$$

با داشتن ضریب شکست و ضریب خاموشی نمونه ها، محاسبه ی ضرایب دی الکتریک با استفاده از روابط (۶) و (۷) ممکن خواهد بود[۳]:

$$\varepsilon_1 = n^2 - k^2 \qquad (۶)$$

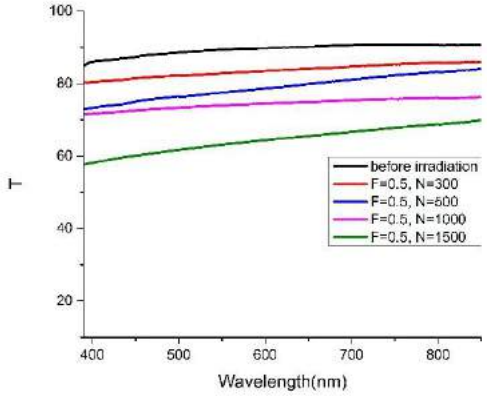
$$\varepsilon_2 = 2nk \qquad (۷)$$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

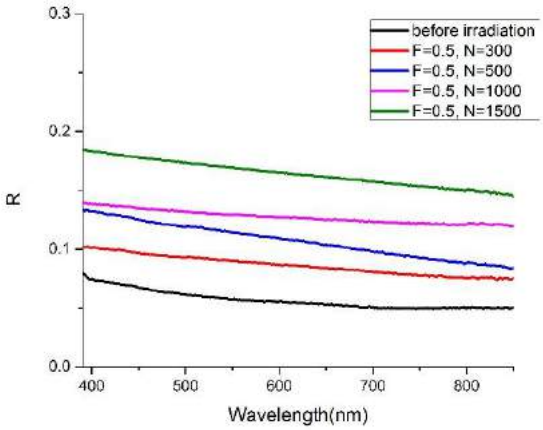
۲-۲- بررسی تغییرات اپتیکی حاصل شده از نمونه‌های تابش‌داده شده

نمونه های PMMA لایه نشانی شده روی شیشه در شاریدگی ۰/۵ J/cm^2 که زیر آستانه‌ی کندگی پلیمر است، در تعداد پالس های مختلف تابش‌دهی شدند. شکل‌های (۱) و (۲) به ترتیب طیف‌های عبوری و انعکاسی به دست آمده از نمونه قبل و بعد از تابش و شکل (۳) تصاویر میکروسکوپ الکترونی از نمونه های تابش دیده در تعداد ۵۰۰ و ۱۰۰۰ پالس را نشان می‌دهند.

شکل ۱: طیف های عبوری لایه نازک PMMA لایه نشانی شده روی



شیشه قبل از تابش و بعد از تابش با شاریدگی ۰/۵ J/cm^2 و تعداد پالس

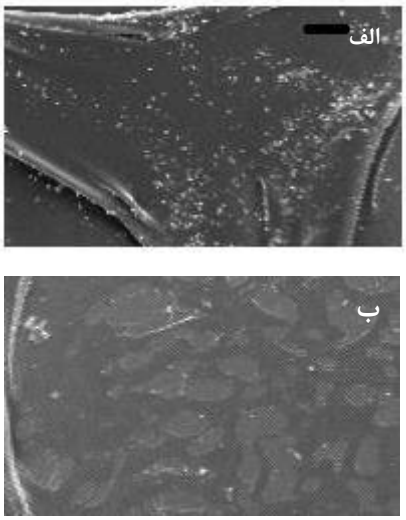


های مختلف

شکل ۲: طیف های انعکاسی لایه نازک PMMA لایه نشانی شده روی شیشه قبل از تابش و بعد از تابش با شاریدگی ۰/۵ J/cm^2 و تعداد پالس های مختلف

طیف های به دست آمده قبل و بعد از تابش رفتار یکسانی را با توجه به تغییر طول موج از خود نشان می دهند. از طرف دیگر همان طور که از شکل ها مشخص است میزان عبور با افزایش تعداد پالس کاهش می یابد در حالیکه میزان انعکاس با افزایش تعداد پالس‌های تابشی افزایش می‌یابد.

به دلیل بلند بودن طول موج لیزر CO_2 فوتون های این لیزر قادر به شکستن مستقیم پیوندهای پلیمری نبوده و بنابراین تابش در این طول موج باعث گرم شدن و ذوب شدگی روی سطح می‌شود. از طرف دیگر شاریدگی آستانه کندگی پلیمر در این طول موج ۱/۵ J/cm^2 است. و در نتیجه شاریدگی مورد استفاده برای تابش قادر به ایجاد کندگی نبوده و در تعداد پالس های بالا منجر به ایجاد تغییرات مورفولوژی بدون کندگی روی سطح می شود. این ساختارها و هم‌چنین تغییرات احتمالی چگالی روی سطح باعث ایجاد تغییراتی در خواص اپتیکی مثل درصد عبور و انعکاس می‌شوند. تغییر شکل فیلم پلیمری (کشیدگی و جمع شدن آن تحت گرما) نیز روی طیف های حاصل تاثیرگذار است.

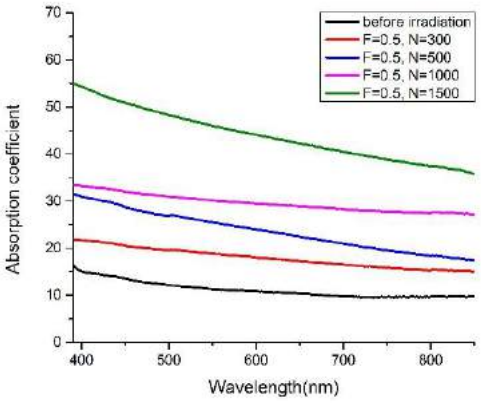


شکل۳: تصویر میکروسکوپ الکترونی از نمونه های تابش دیده در تعداد ۵۰۰ پالس الف) و ب) ۱۰۰۰ پالس (مقیاس مشخص شده روی شکل ۲۰۰ میکرون است)

نمودار طیف ضریب جذب نمونه قبل و بعد از تابش در شکل (۴) نشان داده شده است. همان طور که در شکل مشخص است، ضریب جذب با افزایش تعداد پالس‌های تابشی افزایش و با افزایش طول‌موج کاهش می‌یابد. شیب کاهش

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

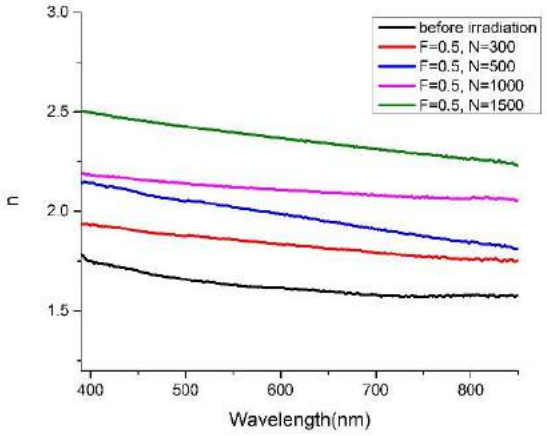
ضریب جذب با طول‌موج در مورد نمونه تابش‌دیده با تعداد ۱۵۰۰ پالس نسبت به نمونه‌های دیگر بیشتر است.



شکل ۴: نمودارهای ضریب جذب لایه نازک PMMA لایه نشانی شده روی شیشه قبل از تابش و بعد از تابش با شاریدگی ۰/۵ J/cm^2 و تعداد پالس های مختلف

فرآیند جذب بدین معناست که فوتون ورودی با انرژی معین، در برخورد به سطح، باعث برانگیخته‌شدن الکترون از تراز پایین‌تر به تراز برانگیخته شود[۳]. به این دلیل که در انرژی‌های پایین فوتون، انرژی لازم برای برانگیخته کردن الکترون وجود ندارد، در انرژی‌های پایین تر جذب کمتر است. در مناطقی که انرژی فوتون بالاتر باشد، می تواند انرژی لازم برای انتقال الکترون از باند ظرفیت به رسانش را تامین کند و باعث انتقال الکترونی شود. یعنی در این مناطق، انرژی فوتون ورودی از گاف انرژی ممنوعه، بیشتر است[۴].

شکل (۵) تغییرات ضریب شکست را نشان می دهد. ضریب شکست نمونه‌های تابش دیده نسبت به نمونه ی تابش ندیده، بیشتر است. زیرا برهم‌کنش لیزر با سطح پلیمر، باعث گرم شدن ناگهانی سطح و گاهی ذوب می‌شود. سرد شدن دوباره‌ی پلیمر بعد از این گرم شدن ناگهانی، سبب تغییر چگالی پلیمر و نهایتا سبب تغییر ضریب شکست آن می‌شود[۵].



شکل ۵: نمودارهای ضریب شکست لایه نازک PMMA لایه نشانی شده روی شیشه قبل از تابش و بعد از تابش با شاریدگی ۰/۵ J/cm^2 و تعداد پالس های مختلف

۳- نتیجه‌گیری

در این مقاله اثر تابش لیزر پالسی CO_2 روی PMMA در شاریدگی ۰/۵ J/cm^2 که زیر آستانه‌ی کندگی است، مورد بررسی قرار گرفت. نتایج با افزایش تعداد پالس، حاکی از افزایش ضرایب انعکاس، شکست، جذب و کاهش میزان عبور است.

سپاسگزاری

بر خود لازم می‌دانیم از آقایان کاوه سیلاخوری، داوود اسماعیل پور، حمید احمدی و داوود احدپور که در به ثمر رسیدن این تحقیق زحمات زیادی متحمل شدند، تشکر کنیم.

مراجع

[1] Fox, M., 2002. Optical properties of solids.
[2] Zahedi, S. and Dorranian, D., 2013. Effect of laser treatment on the optical properties of poly (methyl methacrylate) thin films. *Optical review*, *20*(1), pp.36-40.
[3] Al-kadhemy, M.F.H., Saeed, A.A., Kadhum, F.J., Mazloum, S.A. and Aied, H.K., 2014. The effect of (He–Ne) laser irradiation on the optical properties of methyl orange doped PVA films. *Journal of Radiation Research and Applied Sciences*, *7*(3), pp.371-375
[4] Najeeb, H.N., Dahash, G.A., Haddawi, S.F. and Jassim, K.M., 2014. Study of Changes in Optical Properties of PMMA Film before and after Irradiation by Laser. *Chemical and Materials Engineering*, *2*(6), pp.145-
[5] Baum, A., Scully, P.J., Perrie, W., Liu, D. and Lucarini, V., 2010. Mechanisms of femtosecond laser-induced refractive index modification of poly (methyl methacrylate). *JOSA B*, *27*(1), pp.107-111.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

ساخت توری براگ برگشت پذیر بر روی موجبر پلیمری دوپ شده به رنگینه DR1 با استفاده از روش تداخل دو پرتویی

حامد قامت[۱]، عزالدین مهاجرانی[۱]

[۱]ایران،تهران،دانشگاه شهید بهشتی،پژوهشکده لیزر و پلاسما،آزمایشگاه فوتونیک مواد آلی و پلیمرها

چکیده- در این مقاله قصد داریم تا با روش کوپل دو منشوری نور لامپ هالوژن-دوتریوم را در یک موجبر مسطح که از دو لایه پوسته با پلیمر PVA و یک لایه هسته که از دوپ کردن رنگینه ی DR1 با پلیمر PMMA به روش میهمان-میزبان ساخته شده کوپل کنیم. سپس با استفاده از لیزرNd:YVO4 که طول موج آن به ناحیه ی جذب رنگینه نزدیک است را به دو قسمت تقسیم کرده و پس از تلاقی دادن این دو بر روی موجبر, یک توری(تداخل دو پرتویی)در جهت عمود بر موجبر ایجاد کنیم و آن را به یک فیلتر توری براگ موجبری تبدیل کنیم.

کلید واژه- کوپل دو منشوری، موجبر، فیلترتوری براگ، تداخل

Reversible Bragg Grating Construction on DR1 Dye Doped Polymer Waveguide Using Dual-beam Interference Method

Hamed Ghamat[1], Ezzedin Mohajerani[1]

[1]Photonics of Organic Materials & Polymers Laboratory, Laser & Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran.

Abstract- In this paper, we intend to use a two-prism coupling method in order to couple deuterium-halogen light in a flat waveguide, consisting of two clads with PVA polymer, and a core layer that the DR1 dye doped in PMMA polymer is in a guest-host system. Then, using a Nd:YVO4 laser, whose wavelength is near the dye-absorbing region of spectrum, is divided into two parts, making a grating from the interference of these two beams on the waveguide,(dual-beam interference) in the direction perpendicular to the waveguide And convert it to a waveguide Bragg Grating Filter.

Keywords: Two-Prism Coupling, Waveguide, Bragg Grating Filter, Interference

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

در سه دهه ی گذشته تکنولوژی توری های براگ فیبری به طور پیوسته رشد پیدا کرده، به طوری که جایگاه خود را در میان مولفه های اپتیکی استاندارد در سنسورها، مخابرات و لیزرها پیدا کرده است. از طرفی در مقایسه با مواد سیلیکونی که حساسیت نوری بسیار پایینی دارند، رنگینه های آلی و پلیمرها به طور ذاتی به نور حساس اند که برای اولین بار توسط تاملینسون[۱] در سال ۱۹۷۰ گزارش شد[1] . او تغییر ضریب شکست در PMMA وقتی که در معرض تابش نور UV با طول موج ۳۲۵nm قرار گرفت را ثبت کرد. بعد از ۳۰ سال در سال ۱۹۹۹ ژانگ[۲] اولین توری براگ در فیبر پلیمری را تولید کرد[2] . در اینجا ما قصد داریم تا یک توری براگ موجبری به روش تداخل دو پرتویی برروی موجبر تخت پلیمری ایجاد کرده و از آن برای عمل فیلتراسیون طول موجی استفاده کنیم. در اینجا طرح تداخلی ناشی از دو پرتو، ضریب شکست های متناوبی را بر روی موجبر ایجاد می کند که سبب فیلتر شدن چند ناحیه ی طول موجی می شود.

۲- بخش تئوری

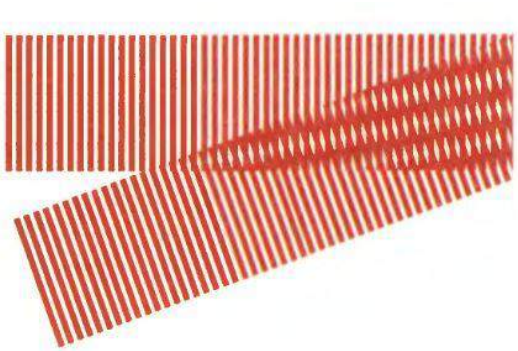
در روش تداخل دو پرتویی پرتوی لیزر به دو قسمت مساوی تقسیم شده و با هم تلاقی داده می‌شود. نمونه را در محل تلاقی قرار می‌دهند تا طرح تداخلی ایجاد شده، هسته‌ی موجبر را تحت‌تاثیر قرار دهد و ضریب شکست آن را به‌طور متوالی تغییر کند. توجه کنید که هسته‌ی موجبر باید نسبت به طول‌موج لیزر فرودی حساس باشد. حال تداخل دو موج تخت را در اینجا بررسی می کنیم. تداخل دو موج تخت با شدت های مساوی را درنظر بگیرید: یکی در جهت zها،

$$U_1 = \sqrt{I_0}\exp(-jkz) \qquad (۱)$$

و دیگری تحت زاویه θ نسبت به z در صفحه ی x-z

$$U_2 = \sqrt{I_0}\exp(-j(kcos\theta\ z + ksin\theta\ x)) \qquad (۲)$$

همان طور که درشکل ۰ ترسیم شده منتشر می شود.



شکل۱: تداخل دو موج تخت که تحت زاویه θ نسبت به یکدیگر حرکت می کنند.

در صفحه ی z=0 دو موج دارای اختلاف فاز $\varphi = kxsin\theta$ هستند که از آن معادله تداخل شدت کل زیر را می دهد.

$$I = 2I_0[1 + cos(ksin\theta\ x)] \qquad (۳)$$

این الگو نسبت به x با تناوب $2\pi/ksin\theta = \lambda/sin\theta$ تغییر می کند[3] . برای مثال ، اگر $\theta = 30$ باشد تناوب برابر 2λ است . از این رو تداخل دو موج تخت مایل می تواند به عنوان روشی برای چاپ الگوی متناوب با دقت بالا برای استفاده به عنوان توری براگ به کار گرفته شود. همچنین روشی برای سنجش زاویه θی یک موج از طریق مخلوط کردن آن با یک موج مرجع و ثبت توزیع شدت حاصله است که اساس کار هولوگرافی می باشد. حال اگر این طرح تداخلی به صورت عمودی بر روی موجبر تخت تابیده شود می تواند به عنوان یک توری براگ موجبری استفاده شود. یک توری براگ موجبری به طور ساده برای یک گستره باریک طول موجی مانند آینه عمل می کند اما برای سایر طول موج ها شفاف است. این طول موج خاص با ایجاد یک تغییر متناوب در ضریب شکست هسته موجبر انجام می شود. اگر طول موج انتشاری در توری براگ موجبری، از مرتبه گام تغییرات ضریب شکست توری براگ باشد همه ی مولفه های انعکاس پیدا کرده، تداخل سازنده خواهند داشت(در حالی که امواج جلو رونده تداخل ویرانگر می کنند) در نتیجه این طول موج انعکاس می یابد.(شکل۲) برای مدولاسیون شاخص دوره ای ثابت، تداخل سازنده

---

۱ Tomlinson

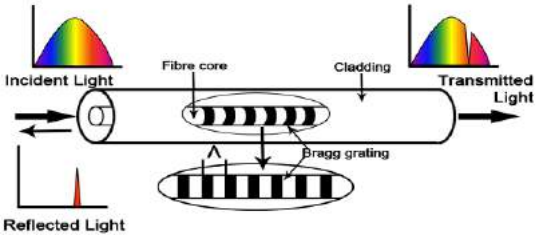
۲ Xiong

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

معکوس در یک گستره باریک طول موج پیرامون شرط براگ به صورت زیر نوشته می شود است:

$$\lambda_{light} = 2n_{eff}\Lambda_{Bragg} \quad (۴)$$

که درآن λ_{light} طول موج نور انعکاس پیدا کرده بوسیله فیلتر، n_{eff} ضریب شکست موثر مد هسته و Λ_{Bragg} طول گام تغییرات ضریب شکست است.[4]

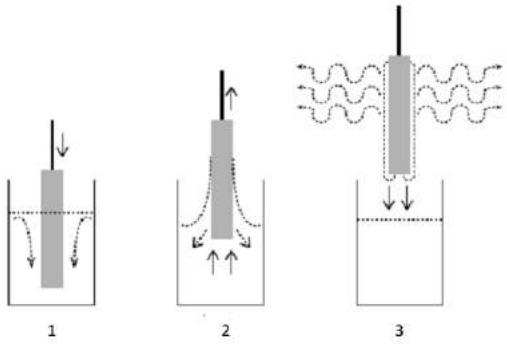


شکل۲: ارائه شماتیک توری براگ در هسته یک فیبر . طول گام تغییر ضریب شکست باΛ ارائه شده است.

۳- مواد وچیدمان آزمایش

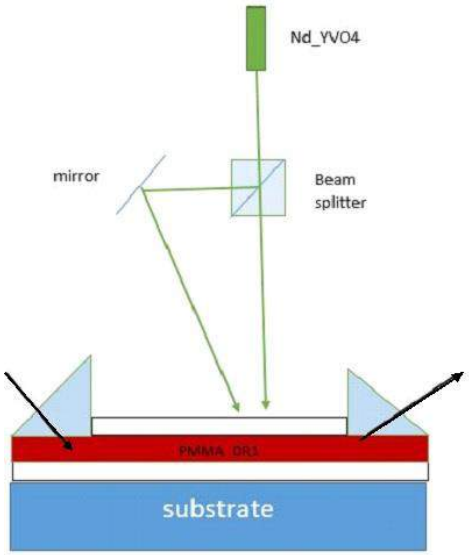
برای پوسته موجبر از پلیمر پلی ونیل الکل(PVA)که در آب به خوبی حل می شود استفاده شد. برای هسته ی موجبر هم از فرآیند میهمان –میزبان PMMA-DR1 (۵٪) استفاده شد وحلال آن دی کلرو متان است که پلیمر PMMA نقش میزبان را داشت. تمام این مواد از شرکت آلدریچ خریداری شده است. برای لایه نشانی لایه های پوششی از روش Drop casting استفاده شد. در این روش محلول حاوی پلیمر PVA با استفاده از قطره چکان روی سطح ریخته می شود و دلیل آن این است که باید ضخامت این ناحیه نسبتا زیاد باشد تا نور پس از برخورد با این نواحی نتواند به خارج از موجبر نفوذ کند.[5] (این عمل باید حتما زیر هود انجام شود) سرانجام حلال خشک شده و حل شونده با ضخامتی به نسبت زیاد(چند ده میکرون) روی سطح باقی می ماند.

برای لایه نشانی لایه میانی از روش Dip-coting استفاده شد. در این روش محلول حاوی رنگینه DR1 را در یک ظرف به حجم۲۵ میلی لیتر ریخته و توسط یک نگهدارنده که توسط یک موتور بالا و پایین می رود، نمونه را داخل محلول کرده و دوباره از آن خارج می کنیم. در اینجا برای ایجاد طرح تداخلی بر روی موجبر از لیزر $ND:YVO_4$ با طول موج ۵۳۲nm استفاده کردیم. وقتی یک فیلم همسانگرد پلیمری حاوی رنگینه در معرض تابش باریکه قطبیده خطی با طول‌موجی در حدود پیک جذبی



شکل ۳: لایه نشانی فروبردنی

قرار گیرد، فرایند فوتوایزومریزاسیون گروه‌های آزوبنزن روی می‌دهد. در اثر این فوتوایزومریزاسیون و به تبع آن باز جهت‌گیری کروموفورهای آزو بنزن، ضریب شکست در راستاهای قطبش نور تابیده شده و عمود برآن در ماده تغییر می‌کند و با قطع نور لیزر، این فرآیند به حالت اولیه بازگشت پیدا می کند. از آنجا که تغییر ضریب شکست به شدت نور لیزر $ND:YVO_4$ وابسته است، این فرایند جز فرایند های غیر خطی محسوب شده و توری القایی از روی موجبر از بین می رود. حال، چون ما در اینجا با طرح تداخلی روبرو هستیم ضریب شکست به طور دوره ای تغییر می کند.



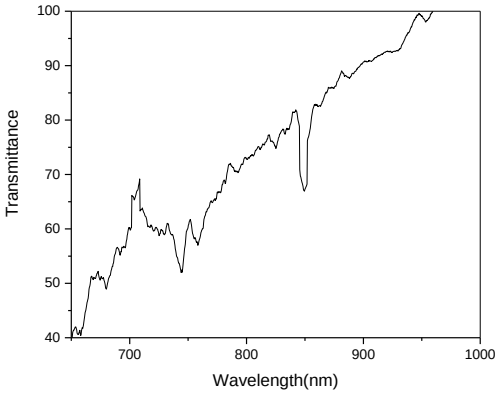
شکل۴: چیدمان ایجاد توری القایی بر روی موجبر

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

در اینجا منبع نور کوپل شده در موجبر لامپ هالوژن-دوتریوم بود که نور به روش کوبل دومنشور، از منشور سمت چپ وارد، و به کمک فیبر از منشور سمت راست به طیف سنج Ocean Optic USB2000 برای آشکار سازی داده شد.

۴- نتایج تجربی

در اینجا ضخامت هسته موجبر چیزی حدود ۳میکرون با ضریب شکست موثر۱,۵ می باشد در حالی که ضریب شکست پوسته ۱,۵۲ می باشد. در این آزمایش به ازای زاویه ی ده درجه بین دو پرتو لیزر Nd:YVO4 توری ای باگام تقریبا ۳ میکرون ایجاد می شود. طیف خروجی ما به صورت شکل زیر است.



شکل ۴: نمودار طیف خروجی گرفته شده از موجبر. طول موج های ۸۵۰، ۷۵۰ و ۶۸۵ نانومتر فیلتر شده اند.

همان طور که در شکل۴ نشان داده شده، ناحیه ی طول موجی ۸۵۰nm فیلتر شده است از طرفی واضح است که در ناحیه ی طول موجی ۷۵۰nm و همچنین ۶۸۵nm هم پدیده ی فیلتر شدن را می بینیم که دلیل آن این است که این دو، مرتبه های بعدی فیلتر توری براگ هستند. این نواحی از رابطه ی زیر بدست می آیند.

$$\lambda_{filter} = {}^{\lambda_{light}}/_{q} \qquad (۵)$$

۵- نتیجه گیری

در این مقاله با استفاده از لیزر با طول موج ۵۳۲nm یک توری براگ بر روی یک موجبر تخت به روش تداخل دو پرتویی ایجاد شد که این عمل توانست طیف پیوسته ای را که در آن نور به روش کوپل دو منشوری تزویج شده بود را فیلتر کند. این توری ها بسیار ساده ساخته می شوند و همچنین با قطع لیزر ایجاد کننده ی توری، قابلیت برگشت پذیری را دارند.

مراجع

[1] W. J. Tomlinson، "Photoinduced refractive index increase in Poly(Methylmethacrylate) and its applications، Appl. Phys. Lett. 16، 486 ، 1970.

[2] Z. Xiong، G. D. Peng، B. Wu، and P. L. Chu،، Highly tunable Bragg gratings in single-mode ، IEEE Photonics Technol. Lett. 11، 352–354، 1999 .

[3] Teich، Malvin Carl، and B. Saleh، "Fundamentals of photonics ،Canada، Wiley Interscience 3 ، 2007 .

[4] Bundalo، Ivan-Lazar ،Fibre Bragg Grating and Long Period Grating Sensors in Polymer Optical Fibres ،.Diss. Technical University of Denmark،، 2017 .

[5] H. Kogelnik، "Ch.2: Theory of dielectric waveguides،" in Integrated Optics، Vol. 7، Topics in Applied Physics، Germany : Springer-Verlag، ، 1979 .

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

طیف جذب مادون قرمز تری نیتروتولوئن(TNT)

اصغر محمودیان ، وحید صاحب* و حسین روح الامینی نژاد

دانشکده فیزیک، دانشگاه شهید باهنر کرمان

تری نیترو تولوئن *(TNT)* ماده ای است که به عنوان پیشران و مواد منفجره در مواد استفاده می شود. امروزه شناسایی این ماده از نظر مسائل امنیتی، آلودگی محیط زیست و نظامی دارای اهمیت می باشد. در این کار پژوهشی، طیف فروسرخ *TNT* به طور تجربی اندازه گیری شده است. سپس با استفاده از طریق روش های شیمی کوانتومی ساختار و فرکانس شیوه های ارتعاشی این مولکول محاسبه شده است. سپس با مقایسه داده های تجربی و نظری هرکدام ازپیک های جذبی فروسرخ *TNT* به شیوه های حرکت ارتعاشی این مولکول نسبت داده شده است. نتایج این تحقیق در ساخت لیزر های فروسرخ جهت شناسایی این ترکیب می تواند مورد استفاده قرار گیرد.

کلید واژه: تری نیترو تولوئن - طیف جذبی مادون قرمز تری نیتروتولوئن- شیوه های ارتعاشی - شیمی کوانتومی

Trinitrotoluene Infrared Absorption Spectrum

Asghar Mahmoudian, Vahid Saheb, Hossein Rouholamini Nejad

Faculty of Physics, Shahid Bahonar University of Kerman

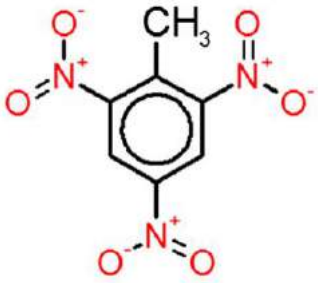
Abstract- Trinitrotoluene (TNT) is used as propellant and explosive. Detection of this compound is of great importance from security and environmental pollution stand points. In this research, Infrared (IR) spectrum of TNT is recorded. Next, the structure and vibrational frequencies of normal modes of TNT molecule are computed by electronic – structure calculations. By companies on of the IR peaks of TNT in the computed vibrational frequency, each IR peak is assigned to the corresponding normal mode of vibration. The results of the present work can be applied to the identifications of TNT by lasers working in IR region.

Keywords:Trinitrotoluene detection; Infrared absorption spectrum of trinitrotoluene; vibrating techniques; Quantum chemistry

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

تری نیتروتولوئن[۱](TNT) از بیشترین مواد منفجره مورد استفاده شده در جنگ جهانی اول بوده است. TNT یک جامد بلوری زرد رنگ و بی بو در دمای اتاق است که بطور طبیعی در محیط بوجود نمی آید و حلالیت آن در آب (حدود ۱۳۰ میلی گرم بر لیتر (mg/L) در ۲۰ درجه سانتیگراد است) و فشار بخار نسبتا کمی دارد [۱]. فرمول مولکول آن $C_7H_5N_3O_6$ (2,4,6-Trinitrotoluene) است. در شکل ۱ ساختار مولکولی TNT نشان داده شده است.



شکل۱: ساختار مولکولی TNT .[۲]

این ترکیب با ترکیب تولوئن با مخلوطی از اسید نیتریک واسید سولفریک ساخته شده است. این ماده بسیار منفجره، یک ترکیب تک حلقه نیتروآروماتیک است. سرعت انفجار تی ان تی ۷۰۲۸ متردر ثانیه است. در دمای ۳۵۴ درجه کلوین ذوب می شود و گرمادادن به TNT بالاتر از ۳۴۳ درجه کلوین باعث ایجاد تغییرات فیزیکی وشیمیایی در آن می شود [۳]. واکنش سمی TNT در انسان ممکن است منجر به هپاتیت سمی و کم خونی آپلاستیک، که منجر به مرگ بسیاری از کارگران نظامی در طی دو جنگ جهانی شده، شود. مشکلات پزشکی جدی شامل گاستریت، درماتیت، سیانوز، کم خونی و سرگیجه بوجود آورد[۱]. TNT بعنوان یک ماده منفجره ی نیتروآروماتیک یک نگرانی امنیتی و بهداشتی و زیست محیطی برای جامعه ی جهانی بشمار می رود. مواد منفجره به طور گسترده در صنعت و فعالیت های ارتشی یا تروریستی استفاده می شود. با در نظر داشتن معایب TNT مثل اختلافات قلبی عروقی شدید، اختلال در عملکرد کبد، کم خونی، آب مروارید و سرطان زایی؛ تشخیص و آشکارسازی پسماندهای آن و مبارزه با تروریست از اهمیت فوق العاده ای برخوردار است. برای تشخیص TNT از روش های مختلفی ازجمله آشکارسازهای زیستی و حالت پشرفته تر، طیف سنج ها جهت تشخیص مواد منفجره می توان استفاده کرد. از جمله آشکارسازهای زیستی می توان به سگ ها، موش ها و زنبور عسل ها آموزش دیده اشاره کرد و حالت پیشرفته تر طیف سنجی جرمی[۲](MS)، طیف سنجی تحریک یونی[۳](IMS)، کروماتوگرافی گازی[۴](GC) و کروماتوگرافی مایع با عملکرد بالا[۵](HPLC) حساس ترین روش ها برای آشکارسازی مواد منفجره هستند؛ ازاین رو درامنیت فرودگاه ها استفاده می شوند. با وجود دقت و صحت و قابلیت اطمینان آن ها، این روش ها معایب عملی مثل پیچیدگی، هزینه بالا و زمان زیاد جهت نتیجه گیری دارند [۴].

۲- روش انجام کار

برای تهیه طیف فروسرخ TNT مقدار کمی از TNT (کمتر از۱درصد وزنی) با پودر KBr کاملا مخلوط شد.سپس از آن قرص تهیه شدو در محدوده $4400\ cm^{-1} - 450\ cm^{-1}$ توسط یک دستگاه طیف سنج فروسرخ Perkin- Elmer Mdel RX-IM طیف جذبی آن اندازه گیری شد.

۳- روش محاسبات

در این پژوهش از روش های شیمی کوانتومی برای تعیین و بهینه سازی ساختار مولکولی TNT و همچنین محاسبه فرکانس شیوه های ارتعاشی آن استفاده شده است [۵]. از روش تابعی چگالی B3LYP/6-31+G(d,p) برای محاسبه

---

[۱] Trinitrotoluene

[۲] Mass Spectrometry

[۳] Ion Mobility Spectroscopy

[۴] Gas Chromatography

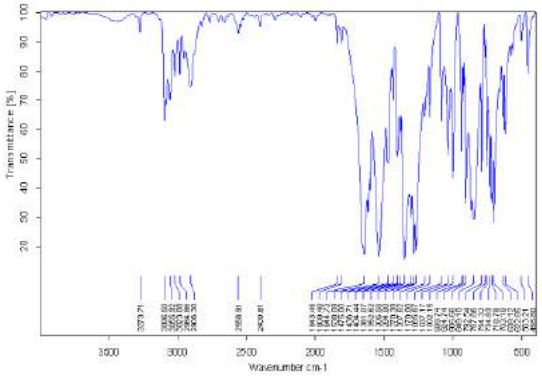
[۵] High Performance Liquid Chromatography

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

ساختار الکترونی مولکول TNT استفاده شده است. با حل معادلات برای قسمت الکترون میدان پتانسیل لازم برای بدست آوردن فرکانس شیوه های ارتعاشی مولکول TNT و همچنین قدرت نوسانگر هر کدام از این شیوه های ارتعاشی بدست می آید. قدرت نوسانگر معیاری از فعال بودن آن شیوه ارتعاشی در بر هم کنش امواج الکترومغناطیسی است. بنابراین، شیوه های ارتعاشی با قدرت نوسانگر بزرگتر، شدت جذب و نشر بیشتری در ناحیه فروسرخ از خودشان می دهند.

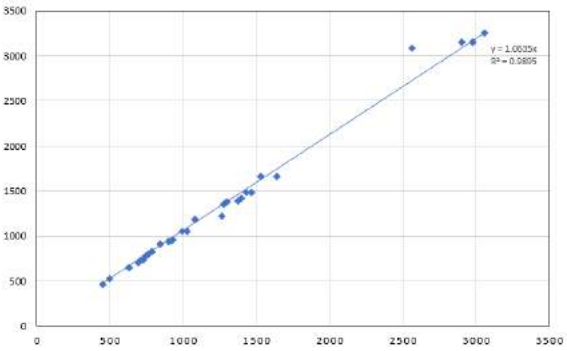
۴- نتایج

طیف جذبی فرو سرخ TNT در شکل۲ نشان داده شده است.



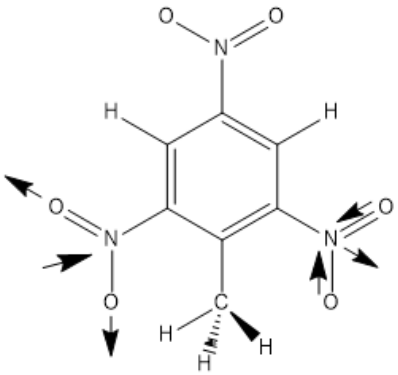
شکل۲ : طیف جذبی TNT در ناحیه فروسرخ

مقادیر عددی فرکانس های جذبی در ناحیه فروسرخ به همراه مقادیر محاسبه از روش B3LYP/6-31+G(d,p) در جدول ۱ آورده شده است. همانطور دیده می شود مقادیر محاسبه شده از مقادیر تجربی اندکی بزرگ تر است که این موضوع به خطای قطع در محاسبات شیمی کوانتومی و ناهماهنگی در ارتعاشات نسبت داده می شود. برای بدست آوردن رابطه ای بین مقادیر محاسبه شده وتجربی ، مقادیر محاسبه شده بر علیه مقادیر تجربی رسم شده است(نمودار۱). همانطور که مشاهده می شود رابطهٔ خطی خوبی $(R^2 = 0.9895)$ بین این مقادیر وجود دارد؛ به نحوی که می توان هر فرکانس جذبی در ناحیه فروسرخ را به یک شیوه ارتعاشی مولکولی TNT مرتبط ساخت.

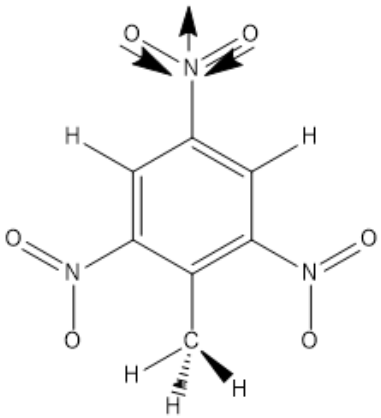


نمودار۱: رسم فرکانس های تجربی بر اساس تئوری

بطور مثال دو فرکانس جذبی مهم در ناحیه فروسرخ را می توان مطابق شکل ۳ و ۴ به شیوه ارتعاشی مولکولی TNT مرتبط سازیم .



شکل۳ : شیوه ارتعاشی مولکول TNT درناحیه فروسرخ (۱۳۹۱/۰۷ CM^{-1})



شکل۴ : شیوه ارتعاشی مولکول TNT درناحیه فروسرخ (۱۳۸۳/۰۷ CM^{-1})

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

جدول ۱ : فرکانس های تئوری و تجربی TNT

فرکانس های تجربی	فرکانس های تئوری
۳۰۶۶	۳۲۵۵
۲۹۸۵	۳۱۴۸
۲۹۰۶	۳۱۴۸
۲۵۶۹	۳۰۸۸
۱۶۴۵	۱۶۶۱
۱۵۳۸	۱۶۵۷
۱۴۷۵	۱۴۸۰
۱۴۳۷	۱۴۷۹
۱۴۰۴	۱۴۲۲
۱۳۸۱	۱۳۹۱
۱۳۰۶	۱۳۸۳
۱۲۸۵	۱۳۵۷
۱۲۷۰	۱۲۲۲
۱۰۸۶	۱۱۸۵
۱۰۳۷	۱۰۴۹
۱۰۰۲	۱۰۴۹
۹۳۹	۹۵۶
۹۲۵	۹۵۰
۹۰۷	۹۴۳
۸۴۹	۹۱۶
۷۹۳	۸۳۱
۷۶۸	۸۰۱
۷۵۴	۷۷۸
۷۳۵	۷۳۸
۷۱۹	۷۳۲
۷۰۳	۷۰۴
۶۳۸	۶۴۶
۵۰۳	۵۳۲
۴۵۹	۴۶۶

[1] Nicole Fahrenfeld1; Amy Pruden2; and Mark Widdowson, P.E., M.ASCE, Kinetic and Pathway Modeling of Reductive 2,4,6-Trinitrotoluene Biodegradation with Different Electron Donors, 2015 American Society of Civil Engineers

[2] J. Yinonl and D.-G. Hwang, Metabolic Studies of Explosives, Heyden & Son Limited, 1986.

[3] Dongdong Wu, Jagdish P. Singh, Fang Y. Yueh and David L. Monts, 2,4,6-Trinitrotoluene detection by laser photo fragmentation–laser-induced, 1996 Optical Society of America.

[4] Ross J. Harper and Kenneth G. Furton, Biological Detection of Explosives, 2007 Published by Elsevier B.V. All rights reserved.

[5] W. Koch, M. C. Holthausen, A Chemist's Guide to Density Functional Theory, second ed., WILEY-VCH Verlag GmbH, Weinheim, 2001.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

نقش خصوصیات پالس اصلی یک لیزر دمش دو پالسی در بهره محیط فعال پلاسمایی لیزر پرتو ایکس نرم

غزاله غنی مقدم[۱]، امیرحسین فرهبد[۲]، سمیه رضایی[۲] و محمدجعفر جعفری[۲]

۱. قم، بلوار الغدیر، روبروی ورزشگاه یادگار امام، دانشگاه حضرت معصومه(س)
۲. تهران، سازمان انرژی اتمی ایران، پژوهشگاه علوم و فنون هسته ای، پژوهشکده پلاسما و گداخت هسته ای

چکیده - در این پژوهش تأثیر پارامترهای مختلف لیزر پالس اصلی دمش در بهره محیط فعال پلاسمایی لیزر پرتو ایکس نرم مطالعه شده است. به این منظور از لیزر دمش دو پالسی و کد هیدرودینامیکی *MED103* برای شبیه سازی محیط فعال ژرمانیوم شبه نئون در طول موج *nm* ۱۹/۶ استفاده شده است. با استفاده از یک لیزر پیش پالس بهینه و با تغییر پارامترهای پالس اصلی از قبیل شدت، انرژی و پهنای پالس، منحنی‌های محیط فعال پلاسمایی و میزان یونش آن تعیین و سپس ضریب بهره محیط فعال محاسبه می شود. شبیه سازی‌ها نشان می‌دهند برای دستیابی به پلاسما با بیشینه بهره لیزر پرتو ایکس نرم، پالس اصلی لیزر دمش باید دارای پهنای بهینه ای باشد.

کلید واژه- برهمکنش لیزر-پلاسما، شبیه سازی هیدرودینامیکی، لیزر پرتوایکس نرم، محیط فعال پلاسمایی

Main pulse characteristics role of a pumped laser on the plasma active medium gain in the soft x-ray laser scheme

G. Ghani Moghadam[1], A.H. Farahbod[2], S. Rezaei[2], and M.J. Jafari[2]

1. Hazrat-e Masoumeh University, Qom, Iran.

2. Research school of plasma physics and nuclear fusion, NSTRI, North-Kargar, Tehran, Iran.

Abstract- In this work the effect of main pumped laser pulse parameters on the plasma active medium of a soft x-ray laser is studied. For this purpose we have used a double pulse pumped laser and MED103 hydrodynamic cod to simulate the Neon-like germanium active medium at the Wavelength 19.6 nm. Appling an optimized pre-pulse and by changing main pulse parameters such as intensity, energy and pulse duration, the characteristics of plasma active medium and its ionization are determined. Then gain coefficient of the active medium is calculated. The results of simulations show that to achieve a plasma with maximum soft x-ray laser gain, main pulse of pumped laser should have an optimum pulse duration.

Keywords: Laser-plasma interaction, hydrodynamic simulation, soft x-ray laser, plasma active medium

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

در سالیان اخیر پژوهش های نظری و تجربی بسیاری در حوزه پلاسمای تولید شده به کمک لیزرهای توان بالا صورت گرفته است[۱ و ۲]. پلاسمای داغ ناشی از تپ متمرکز پرتوان لیزر بر سطح هدف، منبع مناسبی برای تقویت پرتوهای ایکس نرم به شمار می آید. لیزرهای پرتو ایکس نرم کاربردهای بسیاری در زمینه صنعت و پزشکی در حوزه میکروسکپی، هولوگرافی و لیتوگرافی دارند[۳]. اخیراً پلاسمای تولید شده از طریق لیزرهای پرتوان به عنوان محیط تقویت‌کننده برای لیزرهای پرتو ایکس نرم مورد استفاده قرار گرفته‌است[۳-۷]، در چنین تجربه هایی غالباً امکان اندازه‌گیری تعداد نقاط محدودی وجود دارد. لذا درک بهتر نتایج تجربی و پیش‌بینی رفتار محیط بهره نیازمند شبیه‌سازی های عددی است. مهمترین ویژگی این شبیه‌سازی‌ها، محاسبه فرآیندهای برانگیختگی و یونش می‌باشد. در پژوهش حاضر شبیه سازی ها با استفاده از کد MED103[۸] انجام شده است به این صورت که ابتدا پارامترهای ماکروسکوپیک پلاسما در برهمکنش لیزر با سطح هدف ژرمانیوم با استفاده از رهیافت سیالی شبیه‌سازی می‌شود، سپس برای محاسبه برانگیختگی ها و میانگین حالت یونش از معادلات نرخ وابسته به زمان استفاده شده و در نهایت با محاسبه جمعیت ترازها ضریب بهره محیط فعال به دست می آید.

گذار در یون های شبه نئون و شبه نیکل منجر به تولید پرتو های ایکس نرم اشباع شده می شوند.

استفاده از تکنیک دو یا چند پالسی در لیزر دمش در میزان بازدهی بهره لیزر پرتو ایکس نرم نقش چشمگیری دارد. در تکنیک دو پالسی پالس لیزر دمش شامل دو پالس با تاخیر زمانی چند صد ps است. پالس اول پالسی طولانی با پهنای چند صد ps به هدف جامد برخورد می نماید و پلاسما را با درجه یونش لازم تولید می کند. پالس دوم که پالسی کوتاه با پهنای زمانی چند ps است الکترون های آزاد را به سرعت و در زمانی کوتاه تر از زمان یونش پلاسما، تا چند صد الکترون ولت گرم می کند. در نتیجه شرایط لازم برای دمش یون های فعال لیزر به وسیله برانگیختگی برخوردی آماده می‌شود به گونه‌ای که بهره لیزر پرتو ایکس نرم بالا باشد.

این پالس به قدری سریع است که از فرآیندهایی مثل واهلش، هدایت گرمایی، گسترش و یونیزاسیون مجدد و یا فرآیندهای معکوس در حین دمش جلوگیری می‌شود. در نتیجه با استفاده از این تکنیک می توان به افزایش ناگهانی دمای الکترونی در ناحیه‌ای که چگالی یون‌های شبه نئون زیاد است دست یافت و این منجر به افزایش بهره لیزر پرتو ایکس نرم خواهد شد.

در این پژوهش نیز از تکنیک دمش دوپالسی استفاده شده و تأثیر پارامترهای مختلف پالس اصلی بر روی مشخصه‌های پلاسمای تولید شده به عنوان محیط فعال و نیز بهره لیزر پرتو ایکس نرم به صورت شبیه سازی بررسی می شود.

۲- کد MED103

کد MED103 ابزار اصلی به کارگرفته شده در این پژوهش می باشد [۸ و ۹]. این کد با استفاده از روش حل خودسازگار معادلات هیدرودینامیکی، برانگیختگی و یونش پلاسمای لیزری و با جفت شدگی مراحل اتمی و معادلات انرژی الکترون آزاد در یک مدل لاگرانژی یک بعدی به بررسی محیط فعال پلاسمای لیزری می پردازد. کد MED103 معادله انرژی را به صورت ضمنی و معادله حرکت را به صورت صریح حل می کند و مختصات و حجم هر سلول یک گام زمانی جلوتر از دما و فشار الکترونی محاسبه می‌شود. به منظور پایداری روش حل عددی صریح معادله حرکت، مقدار گام زمانی Δt مطابق با شرط CFL تعیین می‌شود. هم‌چنین این مقدار گام زمانی با میزان تغییرات نسبی دما و حجم نیز محدود می‌شود. گذار میان حالت های برانگیخته و حالت پایه شامل تقریب میانگین اتمی می باشد. در واقع یون میانگین، یک میانگین آماری بر روی تمام یون‌های موجود در پلاسما است. در این حالت جمعیت میانگین P_n تراز n با میانگین وزنی f_i روی جمعیت $P_{n,i}$ تراز n از گونه i با رابطه (۱) داده می‌شود:

$$P_n = \sum_{i=0}^{Z} f_i, P_{n,i} \qquad (۱)$$

که Z عدد اتمی عنصر مورد بررسی و f_i کسر گونه یونی i است. تحول زمانی جمعیت P_n از معادله نرخ محاسبه می‌شود که می‌تواند به صورت میانگین معادلات نرخ که به طور مشابه وزن داده شده‌اند، برای یون‌های متفاوت مورد استفاده قرارگیرد.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

با در نظر گرفتن بار مؤثر اتم میانگین و با در دست داشتن جمعیت ترازهای مقید، حالت میانگین یونش به صورت زیر محاسبه می شود، رابطه (۲).

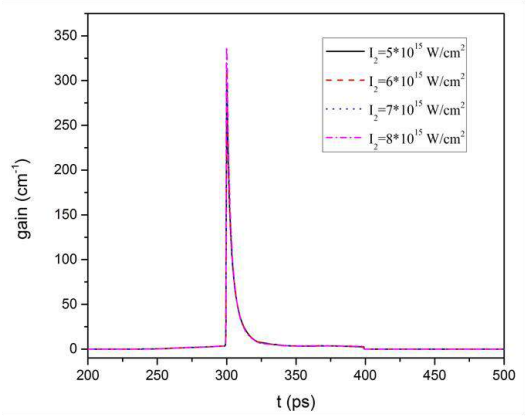
$$Z^* = Z - \sum_{n=1}^{n_{max}} P_n \qquad (۲)$$

برای حل این معادلات لازم است مشخصات ماده هدف و لیزر ورودی به عنوان کمیت‌های مشخص به کد وارد شود. سپس پارامترهای ماکروسکوپیک مثل دما و چگالی الکترونی پلاسما، یونش و نیز بهره تولید پرتو ایکس نرم از طریق کد محاسبه می‌شود.

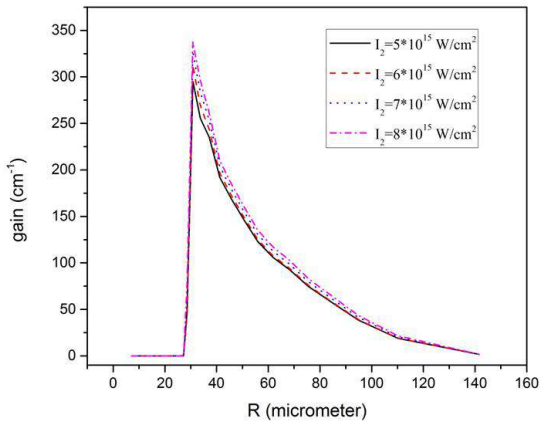
۳- بحث و نتایج

هدف استفاده شده در این پژوهش ژرمانیوم با ضخامت μm ۲۵ در نظر گرفته شده است. ژرمانیوم دارای عدد اتمی ۳۲، و یون شبه نئون آن ۲۲ بار یونیده شده است. در واقع بهره از گذار میان ترازهای $2p^53p$ و $2p^53s$ در یون‌های شبه نئون اتفاق می افتد. در این شبیه سازی ها ابتدا یک پیش پالس با شدت $I = ۲\times۱۰^{۱۳}\ W/cm^۲$ و پهنای ps ۳۰۰ و طول موج nm ۸۰۰ به سطح هدف ژرمانیوم تابیده می‌شود. محاسبات نشان می دهد این پالس یک پلاسما با پارامترهای هیدرودینامیکی بهینه را در یون های شبه نئون ژرمانیوم تولید می کند و سپس پالس اصلی با شدت های متفاوت و پهنای ps ۱ با همان طول موج و اختلاف زمانی ps ۱۵۰ میان بیشینه‌های دو پالس به سطح هدف تابیده می شود. ضریب بهره محیط فعال پلاسمای تولید شده برای لیزر پرتو ایکس نرم شبه نئون بر حسب زمان و مکان (فاصله از سطح هدف) در حالت بیشینه و برای شدت‌های متفاوت در کل ۱ ترسیم شده است. همان گونه که در شکل ۱-(الف) می‌بینیم از آنجایی که پهنای پالس در همه شدت‌ها یکسان در نظر گرفته شده است زمان رسیدن پلاسما به بیشینه بهره در همه شدت‌ها یکی می‌باشد. همچنین از شکل ۱ درمی یابیم هر چه شدت را افزایش دهیم، بهره نیز افزایش می یابد. در نمودار شکل ۱-(ب) بهره بیشینه در زمان برای مکان‌های متفاوت از سطح هدف ترسیم شده است. از این شکل نیز در می‌یابیم که بهره متناسب با شدت، افزایش می یابد.

(الف)



(ب)

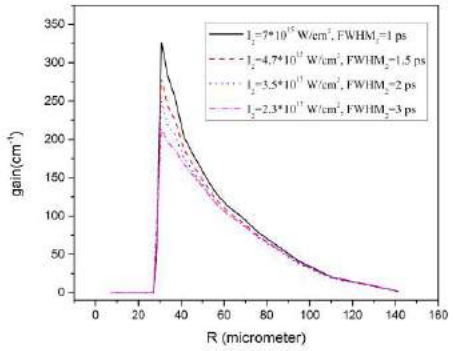


شکل ۱: (الف) ضریب بهره بر حسب زمان در فاصله ای از سطح هدف که بیشینه بهره موجود است برای شدت ها و انرژی های متفاوت پالس اصلی اما با پهنای ثابت ps ۱. (ب) ضریب بهره برحسب مکان (فاصله از سطح هدف) در زمانی که بیشینه بهره موجود است برای شدت ها و انرژی های متفاوت پالس اصلی اما با پهنای ثابت ps ۱ .

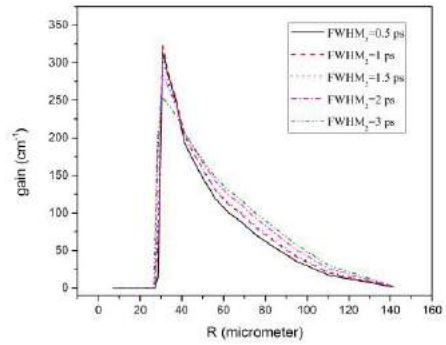
سپس انرژی پالس اصلی را ثابت در نظر گرفته و ضریب بهره محیط فعال پلاسما را برای شدت و پهنای متفاوت پالس اصلی در شکل۲ ترسیم کردیم. از شکل۲ مشخص است که برای انرژی ثابت هرچه شدت پالس بیشتر و در نتیجه پهنای زمانی پالس کوچک‌تر شود، باز هم با افزایش بهره مواجه خواهیم شد. این نمودار نشان می دهد که بهره محیط فعال با توجه به انرژی ثابت پالس به تغییرات شدت وابستگی زیادی دارد.

بنابراین شبیه سازی دیگری در حالت شدت ثابت برای بررسی اثر پهنای پالس انجام شد و نتایج شبیه سازی در شکل۳ ترسیم شده است.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد



شکل ۲: ضریب بهره برحسب مکان در زمانی که بیشینه بهره موجود است برای شدت ها و پهنای متفاوت پالس اصلی اما با انرژی ثابت..



شکل ۳: ضریب بهره برحسب مکان در زمانی که بیشینه بهره موجود است برای پهنای متفاوت پالس اصلی در شدت ثابت
$I = ۷\times۱۰^{۱۵}\ W/cm^{۲}$.

در شکل۳ ضریب بهره نسبت به مکان برای پالس اصلی با شدت $I = ۷\times۱۰^{۱۵}\ W/cm^{۲}$ ترسیم شده است. از این شکل در می یابیم که پهنای بهینه ای برای این شرایط شبیه سازی وجود دارد که برابر با ۱ ps است. این پهنای بهینه پالس کاملاً مورد انتظار است زیرا از نقطه نظر فیزیکی پهنای خیلی کم (به عنوان مثال ۰/۵ ps) فرصت کافی برای افزایش دمای الکترونی و در نتیجه برانگیختگی های یونی را به اندازه کافی فراهم نمی کند و پهنای زیاد پالس (به عنوان مثال ۳ ps) نیز باعث افزایش فرآیندهای دیگر درون پلاسما و یا یونیزاسیون مجدد و از دست رفتن یون های لیزینگ می شود و این باعث کاهش بهره لیزر پرتو ایکس نرم می شود. پس برای دستیابی به بیشینه بهره لیزر پرتو ایکس نرم ژرمانیوم شبه نئون در طول موج ۱۹/۶nm، پهنای بهینه ۱ ps به دست آمد. بنابراین با استفاده از کد MED103 می‌توان با تنظیم پارامترهای لیزر دمش، پارامترهای بهینه پلاسما را برای دستیابی به ضرایب بهره بالا در طول موج های لیزر پرتو ایکس نرم به دست آورد. این نتایج قابل مقایسه با نتایج کد هیدرودینامیکی EHYBRID برای لیزر پرتو ایکس نرم است[۴].

۴- نتیجه‌گیری

برای دستیابی به لیزرهای پرتو ایکس نرم با بهره های بالا تولید شده به کمک لیزر های اپتیکی پرتوان، تنظیم پارامترهای لیزر دمش نقش بسزایی دارد. از این رو، در این پژوهش با استفاده از کد هیدرودینامیکی MED103 و همچنین تنظیم پارامترهای لیزر پالس اصلی در دمش دو پالسی که عبارتند از شدت، انرژی و پهنای پالس، بهره محیط فعال پلاسمایی ژرمانیوم شبه‌نئون در طول موج ۱۹/۶ nm محاسبه شده است. نتایج شبیه سازی‌ها نشان می‌دهد برای دستیابی به پلاسما با بیشینه بهره لیزر پرتو ایکس نرم شبه نئون ژرمانیوم با لیزر دمش دو پالسی و یک پیش پالس با مشخصات بهینه، با افزایش شدت پالس اصلی بهره افزایش اما پالس اصلی باید دارای پهنای بهینه ای باشد که در اینجا برابر با ۱ ps به دست آمد. در نهایت می توان دید با استفاده از شبیه سازی محیط فعال پلاسمایی و با تنظیم خصوصیات لیزر دمش امکان دستیابی به پارامترهای بهینه پلاسما برای رسیدن به ضریب بهره بالای لیزر پرتو ایکس نرم وجود دارد.

مراجع

[1] R. S. Craxton, K. S. Anderson et al., “Direct-drive inertial confinement fusion: A review”, Physics of Plasma, Vol. 22, pp. 110501, 2015.

[2] E. Esarey et al., “Physics of laser-driven plasma-based electron accelerators”, REVIEWS OF MODERN PHYSICS, Vol. 81, pp. 1229, 2009.

[3] H. Daido, “Review of soft x-ray laser researches and developments”, Rep. Prog. Phys., Vol. 65, pp. 1513-1576, 2002.

[4] G. J. Tallents, “The physics of soft x-ray lasers pumped by electron collisions in laser plasmas”, J. Phys D: Appl. Phys., Vol. 36, pp. R259, 2003.

[5] E. Oliva et al., “Hydrodynamic study of plasma amplifiers for soft-x-ray lasers: A transition in hydrodynamic behavior for plasma columns with widths ranging from 20 μm to 2 mm”, Phys. Rev. E, Vol. 82, 2010.

[6] G. Ghani-Moghadam, A.H. Farahbod, “Investigation of self-filtering unstable resonator for soft X-ray lasers”, Opt Commun., Vol. 371, pp. 154, 2016.

[7] G. Ghani Moghadam and A. H. Farahbod, “General formula for calculation of amplified spontaneous emission intensity”, Opt. Quant. Electron., Vol. 48, pp. 227, 2016.

[8] A. Djaoui, “A user guide for the laser-plasma simulation code: MED103”, PAL-TR-96-099, 1996.

[9] A. Djaoui and S.J. Rose, "Calculation of the time-dependent excitation and ionization in a laser-produced plasma", J. Phys B: At. Mol. Opt. Phys., Vol. 25, pp. 2745-2762, 1992.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

تولید تابش تراهرتز کوک پذیر بر اساس ترکیب چهارموج در موجبرهای سیلیکونی

حسن پاکارزاده، سپیده صدیقی و غلامرضا هنرآسا
دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شیراز، شیراز، ایران

چکیده - در این مقاله، چگونگی دستیابی به محدوده‌ی فرکانسی مناسب در ناحیه تراهرتز به وسیله ترکیب چهارموج در موجبرهای سیلیکونی مورد بررسی قرار می‌گیرد. به این منظور یک موجبر سیلیکونی با خواص پاشندگی مناسب انتخاب و با تغییر طول موج پمپ ورودی از رژیم پاشندگی عادی تا رژیم غیر عادی در مجاورت طول موج صفر پاشندگی، تابش تراهرتز تولید شده در ناحیه وسیعی تنظیم می شود. نتایج نشان می‌دهد که با تغییر طول موج پمپ به اندازه μm ۱/۵ می توان به جابجایی فرکانسی از ۳۸ تا ۳۰۹ تراهرتز دست یافت.

کلید واژه- موجبر سیلیکونی، ترکیب چهارموج، رژیم پاشندگی عادی، رژیم پاشندگی غیر عادی، تابش تراهرتز.

Generation of tunable THz radiation based on four-wave mixing in silicon waveguides

H. Pakarzadeh; S. Sedighi ; G. Honarasa

Department of Physics, Shiraz University of Technology, Shiraz, Iran

Abstract- In this paper, the four-wave mixing in silicon waveguides is investigated for achieving suitable frequency range in the terahertz region. For this purpose, a silicon waveguide with appropriate dispersion properties is selected and by changing the input pump wavelength from the normal to the anomalous dispersion regimes around the vicinity of zero-dispersion wavelength, the generated terahertz radiation is tuned in a wide range. The results show that, via the change of the pump wavelength by 1.5 μm, a frequency shift from 38 to 309 THz can be obtained.

Keywords: Silicon waveguides, Four-wave mixing, Normal dispersion regime, Anomalous dispersion regime, THz radiation.

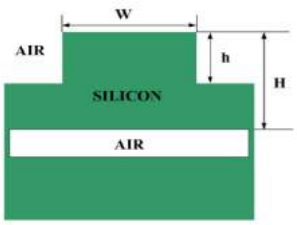
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

از آنجاییکه تابش تراهرتز در زمینه های مختلفی مانند فیزیک کاربردی، ارتباطات، سنجش و علوم زیستی کاربرد دارد، منابع تراهرتز حایز اهمیت می باشند. تولید تابش تراهرتز به روشهای مختلفی چون آنتن های نور رسانش(PC)، شتاب دهنده بزرگ ذرات[۱]، لیزرهای آبشاری کوانتومی[۲]، یکسوسازی نوری در بلورهای غیرخطی[۳] و تولید تفاضل فرکانسی DFG (Difference-frequency generation) [۴] صورت می گیرد. از جمله کار آمدترین آنها که اخیرا مورد توجه واقع شده، براساس ترکیب چهار موج در موجبرهای سیلیکونی است. هزینه پایین، دسترسی فراوان و همچنین خواص نوری خطی و غیرخطی سیلیکون، باعث شده است که سیلیکون ماده‌ی ایده‌آلی برای ساخت ادوات مجتمع فوتونیکی نانومقیاس شود[۵]. پذیرفتاری مرتبه سوم نوری غیرخطی بسیار بزرگ سیلیکون موجب می‌شود برای دستیابی به اثرات غیرخطی قوی، به ادوات نوری با طول کمتری از مرتبه چندصد میکرومتر تا چند میلی‌متر نیاز باشد[۶]. علاوه بر این موجبر سیلیکونی در مقایسه با تارهای معمولی دارای ساختار تواناتری برای تولید تابش تراهرتز می باشد و ضریب جذب سیلیکون در محدوده تراهرتز کمتر از ۰/۲۳ cm^{-1} در حالی که برای تار نوری حدود ۵ cm^{-1} می باشد. ترکیب چهارموج FWM (Four-wave mixing) یک اثر غیر خطی است که از خاصیت غیر خطی اپتیکی مرتبه سوم ناشی می شود. اساس فرآیند FWM بر پایه ی فاز نسبی بین چهار فوتون می باشد. در این فرآیند یک موج دیگر که سیگنال (ω_s) خوانده می شود، به همراه پمپ (ω_p) به درون یک محیط غیر خطی هدایت می شود. در خروجی سیگنال تقویت شده به همراه پمپ و یک مولفه جدید فرکانسی یعنی آیدلر (ω_a) پدیدار می شود. اگر پمپ به اندازه کافی قوی باشد و شرط جور شدگی فاز برآورده شود، بهره ی قابل توجهی بدست می آید برای یک FWM موثر باید اصل پایستگی تکانه و انرژی همزمان بر قرار شود. در حالتی که اختلاف بردارهای موج بین پمپ، سیگنال و تراهرتز صفر باشد جورشدگی فازی صورت می پذیرد و اصل پایستگی تکانه برآورده می شود. تبدیل فرکانسی یا طول موجی مبتنی بر ترکیب چهارموج است که به شدت به منحنی پاشندگی و بخصوص β_2 (ضریب پاشندگی مرتبه دوم) بستگی دارد. در این حالت برای ارضای شرط جورشدگی فازی، طول‌موج پمپ بایستی بسیار نزدیک به طول‌موج پاشندگی صفر ZDW (Zero-Dispersion Wavelength) موجبر و معمولا در ناحیه پاشندگی غیرعادی انتخاب شده باشد. در کارهای قبلی Wang و همکاران یک موجبر سیلیکونی طراحی کردند و FWM را فقط در $\lambda_p = 4.3\mu m$ شبیه سازی کردند[۷]. ما در این مقاله با تغییر طول موج پمپ ورودی از رژیم پاشندگی عادی تا رژیم غیر عادی در مجاورت طول موج صفر پاشندگی ($\lambda_0 = 6.4\mu m$)، β_2 و β_4 را در رژیم پاشندگی عادی($\lambda_p < \lambda_0$) و غیرعادی ($\lambda_p > \lambda_0$) تغییر می‌دهیم و از این طریق حداکثر جابجایی فرکانسی تراهرتز را کنترل می‌کنیم که بر این اساس می‌توان تابش تراهرتز تولید شده را در ناحیه وسیعی تنظیم کرد.

۲- مبانی نظری و نتایج شبیه‌سازی

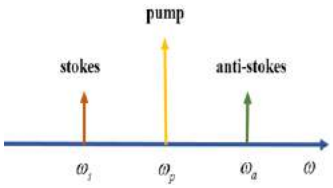
همانطور که در شکل (۱) مشاهده می شود، موجبر سیلیکونی انتخاب شده در این تحقیق شامل مغزی سیلیکون می باشد که روی لایه ای از هوا قرار گرفته است که مانند یه غلاف برای آن عمل می کند و پارامترهای آن $H = 15\mu m$ ، $h = \frac{H}{2}$ ، $W = 10\mu m$ و $A_{eff} = 48\mu m^2$ می باشد [۷].



شکل۱: نمایی از موجبر سیلیکونی استفاده شده در شبیه سازی[۷].

همانطور که در شکل (۲) مشاهده می شود، در ترکیب چهارموج فرکانس باندهای جانبی (استوکس و آنتی‌استوکس) بطور متقارن نسبت به فرکانس پمپ (با واکوکی صفر) به گونه‌ای قرار گرفته‌اند که شرط بقاء انرژی برآورده شده است. یعنی $2\omega_p = \omega_a + \omega_s$ که در اینجا ω_p و ω_a و ω_s به ترتیب فرکانس زاویه‌ای امواج پمپ، استوکس و آنتی‌استوکس می‌باشد.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد



شکل۲: مؤلفه‌های فرکانسی تولیدشده توسط پدیده ترکیب چهار موج.

واکوکی فرکانسی نسبت به فرکانس پمپ توسط رابطه زیر داده شده است.

$$\Omega = \omega_p - \omega_s = \omega_a - \omega_p \qquad (1)$$

$$\omega_s = \frac{2\pi c}{\lambda_s} \quad و \quad \omega_a = \frac{2\pi c}{\lambda_a} \qquad (2)$$

که Ω جابه جایی فرکانسی باندهای جانبی و λ_a و λ_s به ترتیب طول‌موج استوکس وآنتی استوکس می‌باشند. با استفاده از شرط جورشدگی فازی، بیشینه جابجایی فرکانسی Ω_{Max} را بدست می‌آوریم.

$$k = (\beta_4/12)\Omega^4 + \beta_2\Omega^2 + 2\gamma P_p = 0 \qquad (3)$$

$$\Omega_{Max} = \pm\sqrt{-2\beta_4(3\beta_2 + \sqrt{9\beta_2^2 - 6\beta_4\gamma P_p})}\Big/\beta_4 \qquad (4)$$

که P_p توان قله ورودی لیزر پمپ و γ ضریب غیرخطی موجبر است و طبق رابطه ی زیر با سطح مقطع موثر مد (A_{eff}) رابطه ی عکس دارد.

$$\gamma = \frac{n_2\omega_p}{cA_{eff}} = \frac{n_2 2\pi}{\lambda_p A_{eff}} \qquad (5)$$

که λ_p طول‌موج پمپ و c سرعت نور است. n_2 در آن ضریب‌شکست غیرخطی است که مقدار آن برابر با $n_2 = 5\times10^{-18}(m^2/W)$ است. برای محاسبه ی β_2 می توان از رابطه ی زیر که ارتباط بین β_2 و پاشندگی (D) می باشد استفاده کرد.

$$\beta_2 = -\frac{D\lambda_p^{\,2}}{2\pi c} \qquad (6)$$

در نهایت ضریب بهره را که توسط رابطه زیر تعریف می‌شود بدست آورده‌ایم [۸].

$$g(\Omega) = \pm\frac{1}{12}\mathrm{Im}[(\sqrt{\beta_4\Omega^2 + 12\beta_2}\times \sqrt{\beta_4\Omega^4 + 12\beta_2\Omega^2 + 48\gamma P_p})\Omega] \qquad (7)$$

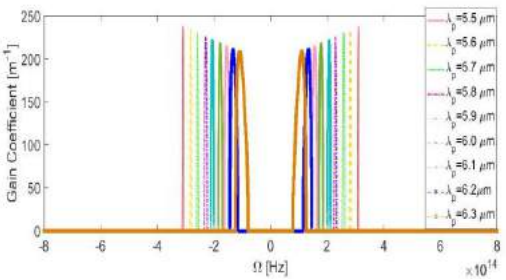
جابجایی فرکانسی در رژیم عادی $\lambda_p < \lambda_0$ و غیر عادی $\lambda_p > \lambda_0$، بر اساس پارامترهای پاشندگی و غیرخطی موجبر مورد نظر با استفاده از فرمول‌های بالا در جدول‌های ۱و۲ آمده است.

جدول۱: پارامترهای مختلف پاشندگی و غیرخطی موجبر و نیز جابجایی فرکانسی ایجاد شده برای طول موج های مختلف پمپ در رژیم پاشندگی عادی.

چنان که از جدول ۱ ملاحظه می شود، در رژیم پاشندگی عادی با افزایش اندازه ی β_4 جابه جایی فرکانس تراهرتز کاهش می یابد که بیشترین جابه جایی فرکانسی متعلق به طول موج پمپ ۵/۵ میکرومتر می باشد. به عبارت دیگر، همچنان که طول موج پمپ به λ_0 (طول موج صفر پاشندگی) نزدیک می شود، به مقدار β_4 افزوده شده و جابجایی فرکانسی کاهش می یابد.

λ_p (μm)	β_2 (ps^2/km)	β_4 (ps^4/km)	γ $(1/W.km)$	Ω (THz)
5.5	0.151	-0.192×10^{-4}	118.9	309
5.6	0.133	-0.205×10^{-4}	116.8	282
5.7	0.121	-0.224×10^{-4}	114.8	258
5.8	0.101	-0.241×10^{-4}	112.8	228
5.9	0.0865	-0.259×10^{-4}	110.9	206
6.0	0.0667	-0.278×10^{-4}	109	178
6.1	0.0523	-0.303×10^{-4}	107.2	155
6.2	0.036	-0.324×10^{-4}	105.5	133
6.3	0.018	-0.349×10^{-4}	103.8	109

همانطور که در شکل ۳ دیده می شود، در رژیم پاشندگی عادی پهنای باند بهره با افزایش طول موج زیاد می شود و از ارتفاع ضریب بهره کاسته می شود. چنانچه در جدول ۱ هم اشاره شد.



شکل۳: نمودار تغییرات بهره بر حسب فرکانس در رژیم پاشندگی عادی به ازای طول موج های مختلف و توان قله پمپ ۱۰۰۰ W.

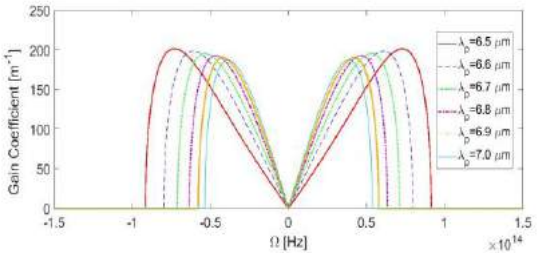
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

چنانچه از جدول ۲ ملاحظه می شود، در رژیم پاشندگی غیر عادی با افزایش اندازه ی β_2 جابه جایی فرکانس تراهرتز کاهش می یابد. که بیشترین جابه جایی فرکانسی متعلق به طول موج پمپ ۶/۵ میکرومتر می باشد. به عبارت دیگر، هر چه طول موج پمپ از λ_0 (طول موج صفر پاشندگی) دور می شود، به مقدار β_2 افزوده شده و جابجایی فرکانسی کاهش می یابد.

جدول۲: پارامترهای مختلف پاشندگی و غیرخطی موجبر و نیز جابجایی فرکانسی ایجاد شده برای طول موج های مختلف پمپ در رژیم پاشندگی غیر عادی.

λ_p (μm)	β_2 (ps^2/km)	β_4 (ps^4/km)	γ $(1/W.km)$	Ω (THz)
6.5	-0.0198	-0.405×10^{-4}	100.6	73
6.6	-0.0396	-0.432×10^{-4}	99.1	61
6.7	-0.0577	-0.462×10^{-4}	97.6	53
6.8	-0.0793	-0.497×10^{-4}	96.2	46
6.9	-0.0991	-0.532×10^{-4}	94.8	42
7.0	-0.117	-0.565×10^{-4}	93.4	38

در رژیم پاشندگی غیر عادی با افزایش طول موج پمپ پهنای قله ی بهره کم می شود. به عبارتی هر چه طول موج پمپ از λ_0 (طول موج صفر پاشندگی) دور می شود، جابجایی فرکانسی کاهش می یابد که در شکل ۴ نمایش داده شده است.



شکل۴: نمودار تغییرات بهره بر حسب فرکانس در رژیم پاشندگی غیر عادی به ازای طول موج های مختلف و توان قله پمپ W ۱۰۰۰.

۳- نتیجه گیری

در این مقاله، چگونگی دستیابی به محدوده‌ی فرکانسی مناسب در ناحیه تراهرتز به وسیله ترکیب چهارموج در موجبرهای سیلیکونی مورد بررسی قرار گرفت. به این منظور یک موجبر سیلیکونی با خواص پاشندگی مناسب را انتخاب و تبدیل طول‌موجی در این موجبر، از طریق فرآیند ترکیب چهارموج بررسی کردیم. نتایج نشان می‌دهد با تغییر طول موج پمپ ورودی از رژیم پاشندگی عادی تا غیر عادی در مجاورت طول موج صفر پاشندگی، می‌توان جابجایی فرکانسی تابش تراهرتز تولید شده را در ناحیه وسیعی از ۳۸ تا ۳۰۹ تراهرتز تنظیم کرد. در هر دو رژیم با نزدیک شدن طول موج پمپ به λ_0 پهنای باند ضریب بهره افزوده می شود.

۴- مراجع

[1] G. L. Carr, M. C. Martin, W. R. McKinney, K. Jordan, G. R. Neil and G. P. Williams, "*High-power terahertz radiation from relativistic electrons*" , Nature 420 153-156, (2002).

[2] Kohler R.,Tredicucci A., Beltram F., Beere H., Linfield E., Davies G., Ritchie D., Iotti R. and Rossi F., *Nature*, 417, 156 (2002).

[3] W. R. Huang, S. W. Huang, E. Granados, K. Ravi, K. H. Hong, L. E. Zapata and F. X. Kartner, "*THz generation by two-color femtosecond filaments with complex polarization states: four-wave mixing versus photocurrent contributions*", J. Mod. Opt. 62 1, (2014).

[4] T. Tanabe, K. Suto, J. Nishizawa, K. Saito and T. Kimura, "*Tunable terahertz wave generation in the 3 to 7THz region from GaP*", Appl. Phys. Lett. 83, 237–239 (2003).

[5] M. Foster, A. Turner, M. Lipson and A. Gaeta, "*Nonlinear Optics in Photonic Nanowires*", Opt. Express, 16, 1300-1320 (2008).

[6] S. Lavdas, J. B. Driscoll, R. R. Grote, R. M. Osgood and N. C. Panoiu, "*Generation and Collision of Optical Similaritons in Dispersion-engineered Silicon Photonic Nanowires*", SPIE, 8816, 88160J-88169J (2013).

[7] Z. Wang, H. Liu, N. Huang, Q. Sun and J. Wen, "*Efficient terahertz-wave generation via fourwave mixing in silicon membrane waveguides*" , Optics express 20 (2012).

[8] G. P. Agrawal, "*Nonlinear fiber optics*", 5th edition, Academic press. (2007).

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

شبیه سازی طیف عبوری در نانو مشددهای پلاسمونیک غیرخطی با مواد چلکوجناید

فاطمه دهمرده، محسن حاتمی

دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شیراز، شیراز

چکیده - در این مقاله طیف عبوری در یک موجبر نانو پلاسمونیک غیرخطی را شبیه سازی کرده ایم. این دستگاه توسط یک موجبر فلز- دی‌الکتریک- فلز (MDM) تشکیل شده و به طور عمودی به یک پله که متشکل از شیشه های چلکوجناید غیرخطی بالایی است جفت می شود. با توجه به رابطه عبوری که بر حسب امپدانس است رفتار عبوری موجبر را مطالعه می‌کنیم. نتایج نشان می‌دهد جابجایی قابل توجهی با تغییر توان ورودی در طیف عبوری ایجاد می‌شود. از این موضوع می‌توان برای طراحی ابزارهایی نظیر تسهیم کننده طول موج تمام نوری که با توان ورودی کنترل می‌شوند استفاده کرد.

کلید واژه- چلکوجناید، طیف عبوری، نانو پلاسمونیک.

Simulation of transmission spectra in nonlinear plasmonic resonator fill with Chalcogenide

Fatemeh Dahmardeh, and Mohsen Hatami

Faculty of physics, Shiraz University of Technology, Shirazo

Abstract. In this paper we simulate the transmitted spectrum of nonlinear plasmonic resonator with Chalcogenide material. This system is consist of a metal-dielectric-metal (MDM) waveguide and vertically coupled to stub filled with highly nonlinear chalcogenide glasses. We study the transmission behavior of waveguide in order to the impedance transmission relation. The result show that significant shift is happened in transmission spectra due to changes of input power. It can be used in designing systems like all optical de multiplexer which controled by the input power.

Keywords: Chalcogenide, Transmission spectra, Nano plasmonic.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

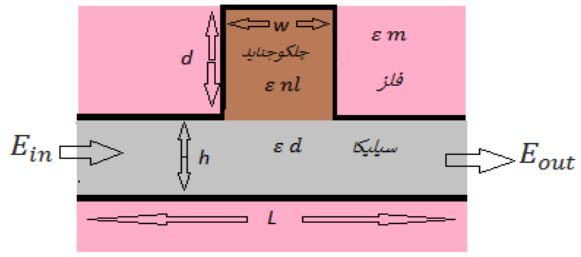
۱- مقدمه

شیشه‌های چلکوجناید عموماً در نواحی مرئی تا فروسرخ شفاف هستند. این شیشه ها مبتنی بر عناصر چلکوجن Te ، Se ، S می‌باشد. این شیشه ها با اضافه کردن عناصر دیگری نظیر Sb، In، Ge، Ga، As ساخته می‌شوند. چلکوجنایدهای $As-S$ به دلیل پایداری مکانیکی و شیمیایی بالا، کاندیدای مناسبی برای ساخت فیبرهای نوری هستند. همچنین چلکوجنایدها دارای ضریب غیر-خطی بالایی چون ($2.03-3.23$) می‌باشند. ضریب کر در این مواد $100-1000$ برابر بیشتر از سیلیکون است. اتلاف نیز در فیبرهایی که از این نوع شیشه ساخته می‌شوند پایین است[۱]. در چند دهه گذشته، پلاسمون- پلاریتون سطحی (SPP) که در سطح فلزات منتشر می‌شدند توجه زیادی را به خود جلب کرده اند[۲]. در حالی که فلز هم اثر غیرخطی دارد اما در مقایسه با اثر غیرخطی چلکوجناید از آن صرف نظر شده است. تمرکز این مقاله روی رفتار طیف عبوری یک ساختار نانو پلاسمونیک است که در این ساختار نانوپلاسمونیک یک موجبر فلز-دی‌الکتریک–فلز (MDM) با یک مشدد پله مانند متشکل ازمواد چلکوجناید جفت می شود. استفاده از پله باعث ایجاد تشدید و دامنه میدان را زیاد می‌کند و در نهایت اثرات غیرخطی را افزایش می‌دهد که اثر تشدید در غیرخطی بودن آن ظاهر می‌شود. در این مقاله شبیه سازی عددی برای رفتار طیف عبوری دریک دستگاه غیر خطی ارائه شده است که با نوشتن کد متلب اثر غیرخطی به صورت تکرار برای رسیدن به یک میدان داخل استب انجام شده است. در اینجا فرض شده که تغییرات ضرایب وابسته به شدت درپله، وابسته به پذیرفتاری مرتبه سوم غیر خطی فلزات می‌باشند. استفاده از توانهای نوری زیاد پاسخ غیرخطی بالایی می‌دهد. هم چنین تغییرات متوسط شدت داخل پله که با محیط کر غیر خطی پر می‌شود را با استفاده از روش تکرار در کد نویسی متلب با توجه به معادلات ۱و۲ به دست می‌آوریم ودر نهایت، الگوی تغییر منحنی‌های طیف عبوری را برای پارامترهای مختلف، مانند تغییر طول پله، عرض و طول موج، نمایش می‌دهیم.

۲- طراحی

ما یک موجبر تک مد را که به یک پله تک مدکه با ماده غیرخطی چلکوجناید پرشده است به آن اضافه شده را در یک محیط کر غیرخطی نشان می‌دهیم (شکل ۱). مدهای SPP دریک ساختار دوبعدی، دردو جهت جانبی و عمودی محدود می‌شوند. در حالی که محدوده جانبی با روکش فلزی پوشانده می‌شود، و افزایش ضریب موثربازتاب در هسته دی‌الکتریک باعث می‌شود که ضریب هدایت محدوده‌یِ عمودی نیز افزایش یابد [۳].

عرض و طول موجبر (پله) به ترتیب h و L (w و d) در نظر گرفته شده است. ثابت گذردهی الکتریکی ساختارهای دی-الکتریک، فلز و پله غیرخطی با ε_d ، ε_m و ε_{nl} مشخص می-شود. ثابت گذردهی الکتریکی غیرخطی می‌تواند به متوسط شدت میدان الکتریکی داخل پله با رابطه $\varepsilon_{nl} = \varepsilon_l + \chi^{(3)}\overline{E}_s{}^2$ مشخص می‌شود، که در آن که $\chi^{(3)}$ ضریب غیر خطی است.



شکل ۱. ساختار مشدد موجبر پلاسمونیک MDM با پهنای h و یک پله باپهنای w و طول d است .گذردهی الکتریکی مواد در پله، ε_{nl} است. پارامترهای مهم در متن بیان شده است

این هندسه اجازه می دهد تا در پله تشدید صورت گیرد و اثرات غیرخطی افزایش یابد. میدان الکتریکی کلی پله (E_s) ، در محیط های غیرخطی پیدا شود. ساختار شکل ۲ متشکل از دو خط گذار است که به موجبرهای اصلی و فرعی مربوط می‌شود. امپدانس مشخصه این خطوط عبارتند از:

$$Z_0(h,\varepsilon_d) = \beta(h,\varepsilon_d)h/(\omega\varepsilon_0\varepsilon_d)$$
$$Z_s = Z_0(w,\varepsilon_l) \qquad (1)$$

ω فرکانس زاویه ای است، ε_0 ثابت گذردهی خلا و $\beta(h,\varepsilon_d)$ ثابت انتشار مد SPP در موجبری باپهنای h است که می تواند از رابطه زیر بدست آورد:

$$\tanh(k_d\frac{h}{2}) = -\frac{k_m\varepsilon_d}{k_d\varepsilon_m}$$

$$k_x = \sqrt{\beta(h,\varepsilon_d)^2 - k^2\varepsilon_x} \qquad (2$$

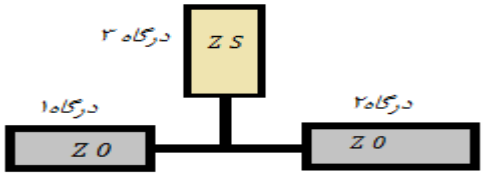
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

($x=m,d$) و d بردار موج فضای آزاد است [۳و۴].

و طول پلاسمون پلاریتون سطحی با توجه به رابطه زیر به دست می‌آید[۵]:

$$L_{SPP}=(2\,\mathrm{Im}[\beta])^{-1} \qquad (۳)$$

با به دست آمدن ثابت انتشار به صورت عددی، امپدانس‌های پله وموجبر را بر حسب ثابت انتشار محاسبه کرده و در نهایت طیف عبوری را به ازای مقادیر مختلف پهناهای پله و موجبر محاسبه و شبیه سازی می-کنیم.



شکل ۲. موجبر به ۳ درگاه تقسیم میشود: درگاه ۱و درگاه ۲ با امپدانس Z_0 برای دی الکتریک و درگاه ۳ با امپدانس Z_S برای پله می‌باشد.

درطول موج‌های مخابرات نوری، میدان الکتریکی داخل ناحیه دی الکتریک یک موجبر *MDM* بسیار بزرگتر از فلز است و توزیع آن می‌تواند در جهت عرضی تقریبا یکنواخت فرض‌شود. متوسط شدت میدان الکتریکی درپله به صورت انتگرال $\overline{E_s^2}=\int_0^1|E_s(vd)|^2\,dv$ بیان می‌شود. افت در موجبرها میتواند با شدت داخلی وخارجی ساختاری به شکل پارامتری ، ارتباط داشته باشد

۳- محاسبات عددی

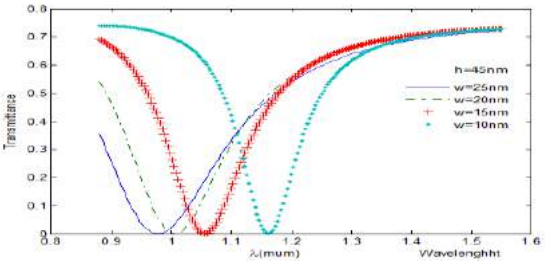
ابتدا رفتار طیف عبوری از موجبر فلز- دی‌الکتریک– فلز با یک پله را درحالت خطی و سپس برای ساختارهای غیرخطی بررسی می‌کنیم.

رفتار طیف عبوری را در حالت خطی برای یک موجبر بدون درنظر گرفتن اثرهای غیرخطی محاسبه و شبیه سازی می-کنیم[۴].

$$T=|t|^2=\left|1+\frac{Z_{stub}}{2Z_{wg}}\right|^{-2}\exp(-\frac{L}{L_{spp}}) \qquad (۴)$$

Z_{stub} و Z_{wg} 2 به ترتیب امپدانس موثر پله و امپدانس مشخصه موجبر را بیان می‌کند. L_{spp} طول انتشار پلاسمون- پلاریتون های سطحی در دی‌الکتریک و L طول کل دستگاه است. ε_s ثابت گذردهی الکتریکی فلزات در پله است. درسراسر متن، مدل درود لورنتس برای توصیف ثابت گذردهی فلز مورد استفاده قرار می‌گیرد . ثابت گذردهی الکتریکی مواد چلکوجناید $\varepsilon_d=6.5025$ می‌باشد.

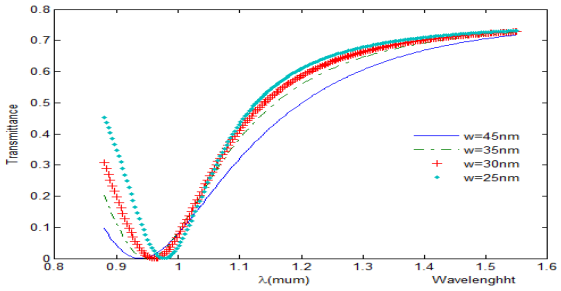
در نهایت رفتار طیف عبوری را در حالت غیرخطی برای یک موجبرجفت شده با استب بررسی می‌کنیم. مواد غیر خطی در کاواک توسط $\varepsilon_l=2.25$ و $\chi^{(3)}=0.78272e-5\frac{m^2}{V^2}$ مشخص می‌شوند. با استفاده از پارامترهای هندسی موجبر و پله $d=300\,nm$ ، $L=300nm$ و $\overline{E_s}^2=2.25\times10^1$ و مقادیر مختلف h و w طیف عبوری را در دو حالت بدست می‌آوریم:



شکل۳. طیف عبوری در حالت خطی به ازای $h=45nm$ و مقادیر مختلف w که در شکل ذکر شده، نشان داده شده است.

جدول ۱. مقادیر مختلف انتقال از حالت خطی به ازای w های مختلف برای $h=60nm$ در توان 2.25×10^1

w	مقدار انتقال عبور صفر از حالت خطی
$45nm$	0
$35nm$	0.014×10^{-6}
$30nm$	0.024×10^{-6}
$25nm$	0.041×10^{-6}



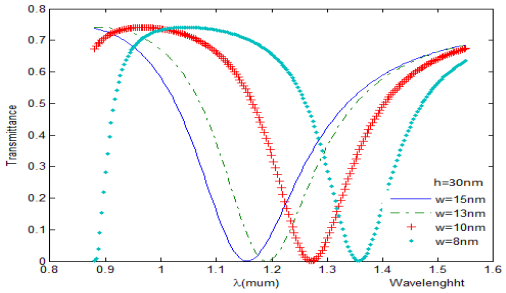
شکل۴. طیف عبوری در حالت غیرخطی به ازای $h=60nm$ ومقادیر مختلف w که در شکل ذکر شده، رسم شده است.

جدول ۲. مقادیر مختلف انتقال از حالت خطی به ازای w های مختلف برای $h=30nm$ در توان 2.25×10^1

w	مقدار انتقال عبور صفر از حالت خطی
$15nm$	0
$13nm$	0.034×10^{-6}

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

$10nm$	0.118×10^{-6}
$8nm$	0.202×10^{-6}



شکل۵. طیف عبوری در حالت غیرخطی به ازای $h=30nm$ و مقادیر مختلف w رسم شده است.

با توجه به تغییر توان شدت خروجی به ازای طول موج‌های مختلف، که مفهوم آن کلیدزنی است می‌توان برای طراحی WDM یا همان تسهیم کننده‌های تمام نوری استفاده کرد.

۴- نتیجه‌گیری

اثرات خطی و غیرخطی طیف عبوری برای یک موجبر پله‌دار به طول ۳۰۰ نانومتر به ازای پهناهای مختلف را شبیه سازی کردیم. اثر پهنا و ارتفاع پله بررسی شد. با توجه به مقادیر مشاهده شده در شکل‌ها نتیجه می‌گیریم که اثرات غیرخطی با کاهش پهنا افزایش می‌یابدبه ازای یک پهنا با افزایش دامنه ورودی طیف تغییر پیدا می‌کند.

مراجع

[1] Kook kim J, Investigation of high Nonlinearity glass fibers for potential applications in ultrafast nonlinear fiber devices, Tez of Doctor (2005).

[2] D.R K. Gramotnev and S. I. Bozhevolnyi, “Plasmonics beyond the dif fraction limit,” Nat. Photon. 4, 83 –91 (2010).

[3] G. Veronis and S. Fan, “Bends and splitters in metal-dielectric-metal subwavelength plasmonic waveguides,” Appl. Phys. Lett. 87, 131102 (2005).

[4] A. Pannipitiya, I. D. Rukhlenko, M. Premaratne, H. T. Hattori, and G. P. Agrawal, “Improved transmission model for metal-dielectric-metal plasmonic waveguides with stub structure,” Opt. Express 18, 6191–6204 (2010).

[5] Maier S.A., “Plasmonics: fundamentals and applications “ ,first ed., springer Science & Business Media,2007.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

تاثیر چگالی آلایش بر توان نور خروجی از دیود نورگسیل تک چاه کوانتومی بر پایه InGaN/GaN

کلهر، بهروز[۱]؛ کلهر، داود[۲]؛ سوری، داریوش[۱]

۱-گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه ملایر

۲- دانشکده فیزیک، دانشگاه دامغان

چکیده – مهمترین مزیت استفاده از ساختار چاه های کوانتومی در دیود های نورگسیل، افزایش باز ترکیب سطحی حاملهای بار الکتریکی و به دنبال آن ارتقاء توان نور خروجی می باشد. یکی از عوامل موثر در میزان توان نور خروجی این دیودهای نورگسیل چگالی آلایش است. در این مطالعه، یک دیود نورگسیل تک چاه کوانتومی بر پایه *InGaN/GaN* با استفاده از نرم افزار سیلواکو (اتلس) شبیه سازی و تاثیر چگالی آلایش به ازای ولتاژ ثابت آند بر روی عملکرد آن بررسی شده است. به ازای مقادیر مختلف چگالی آلایش، مشخصه های *LED* بدست آمده است. با افزایش چگالی آلایش، مقدار توان نور خروجی شروع به افزایش کرده و به حالت بهینه می رسد.

کلید واژه- بازترکیب، توان نور خروجی، دیود نور گسیل، چاه کوانتومی، چگالی آلایش

The Effect of Doping Concentration on the Output Optical Power of InGaN/GaN- Based Single Quantum-Well Light Emitting Diode

Kalhor, Behroz[1]; Kalhor, Davood[2]; Souri, Dariush[1]
1-Department of Physics, Faculty of Science, Malayer University;
2-Faculty of Physics, Damghan University

Abstract- The main advantage of using of quantum-wells structure in light-emitting diodes (LEDs) is that these structures boost the surface recombination of electrical charge carriers and then, increases their output optical power. Doping concentration is one of the most effective factors for the magnitude of the output optical power in these LEDs. In this study, a single quantum-well LED based on InGaN/GaN was simulated and the effect of doping concentration on its performance was investigated at fixed anode voltage by using Silvaco (ATLAS) software. Characteristics of LED have been achieved for different values of dopant content. The output optical power of the LED would begin to raise to an optimum point as a result of increase in doping concentration.

Keywords: recombination, output optical power, light-emitting diode(LED), quantum-well structures, doping concentration.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

در سال های اخیر استفاده از دیودهای نورگسیل (LED) آبی در نمایشگرها و برای سیستم های روشنایی روند افزایشی پیدا کرده است. درخشندگی و دوام LEDها باعث شد که گزینه ای مناسب برای ساخت نمایشگرها باشند[۱,۲]. مساله مهم در LEDهای تک چاه کوانتومی بر پایه InGaN/GaN تلاش برای افزایش توان نور خروجی می باشد[۳]. بازترکیب سطحی و بهره نوری بالا، با وجود چاه های کوانتومی امکان پذیر است. در LEDهای چاه کوانتومی هنگامی که حامل های بار به لایه های InGaN/GaN تزریق می شوند، در حالت های گسسته انرژی و در مرکز بازترکیب های غیر نوری به تله می افتند [۴]. حامل های تزریق شده در چاه کوانتومی منجر به افزایش چگالی حامل ها شده و در نتیجه شدت بازترکیب ها افزایش می یابد[۵]. بازترکیب سطحی نقش کمی در چاه کوانتومی دارد زیرا حاملها در بین دیواره چاه کوانتومی گیر افتاده اند و مانع از رسیدن به سطح می شوند. عواملی مانند کسر مولی و چگالی آلایش بر روی توان نور خروجی تاثیر گذارند[۱].

در این مقاله عملکرد اپتیکی و الکتریکی یک LED مورد بررسی قرار گرفته است. برای این کار یک LED تک چاه کوانتومی شبیه سازی شده و مشخصه های آن به ازای چگالی های مختلف آلایش، بدست آمده است.

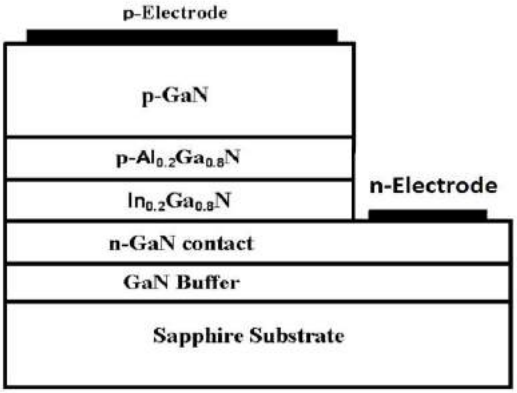
۲- روش انجام شبیه سازی

برای انجام این شبیه سازی طرحی با ساختاری مطابق شکل (۱) استفاده شده است. در این ساختار لایه InGaN محیط فعال می باشد و به صورت چاه کوانتومی رفتار می کند. چاه کوانتومی تشکیل شده از دو نیمرسانای متفاوت با گاف انرژی های $E_{g\ barrir}$ و $E_{g\ well}$ مطابق شکل (۲) در فصل مشترک AlGaN و GaN قرار دارد[۱].

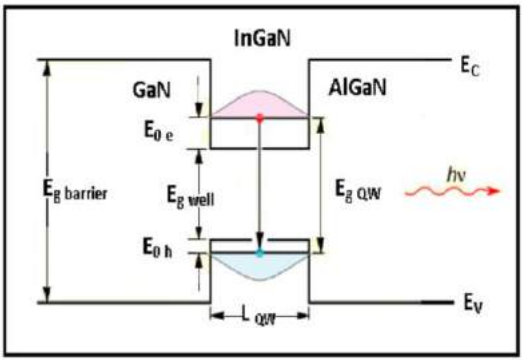
رابطه بین گاف انرژی به صورت زیر می باشد.

$$E_{g,QW} = E_{g,WELL} + E_{oh} + E_{oe} \qquad (۱)$$

در این رابطه $E_{g,QW}$ انرژی تابش شده، و E_{oh} و E_{oe} به ترتیب انرژی حفره و الکترون کوانتیزه شده هستند[۱].



شکل ۱: ساختار لایه‌ها در LED شبیه سازی شده



شکل ۲:طرح انرژی چاه کوانتومی در فصل مشترک InGaN/GaN

مقدار ضخامت لایه ها، نوع آلایش و مقدار تحرک پذیری الکترون ها و حفره های در نظر گرفته شده در شبیه سازی مطابق جدول (۱) می باشد.

جدول ۱:مشخصات مواد استفاده شده در این طرح

جنس ماده	نوع آلایش	ضخامت (nm)	چگالی آلایش cm^{-3}
GaN	P	۴۰۰	۱□۱۰^{۱۹}
$Al_{0.2}Ga_{0.8}N$	P	۱۰۰	۱□۱۰^{۱۹}
$In_{0.2}Ga_{0.8}N$	-	۳	-
GaN	N	۴۵۰۰	۱□۱۰^{۱۹}
GaN	-	۳۰	-

برای مشاهده نور گسیل شده از LED، بازترکیب نوری در شبیه سازی لحاظ شده است. از طرفی وجود ناخالصی در

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

نیمرساناها باعث ایجاد ترازهای انرژی در محدوده نوار ممنوعه و در نتیجه ایجاد بازترکیب های غیر نوری می شود[۲]. به همین دلیل پدیده شاتکی-رید-هال طبق رابطه (۲) در شبیه سازی در نظر گرفته شده است.

$$R_{SRH} = \frac{pn - n_i^2}{TAUP0\left[n + n_i \exp\left(\frac{ETRAP}{kT_L}\right)\right] + TAUN0\left[p + n_i \exp\left(\frac{-ETRAP}{kT_L}\right)\right]} \quad (۲)$$

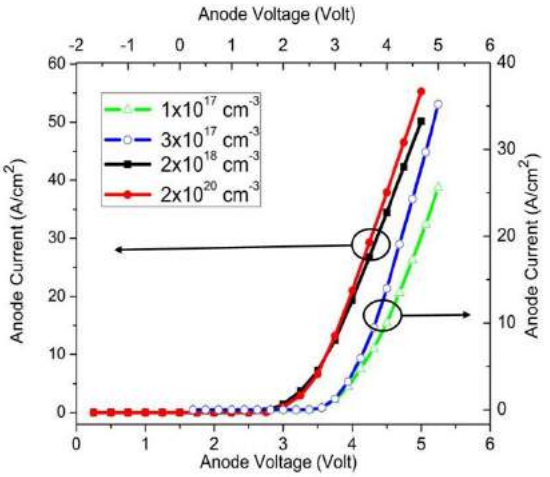
در رابطه بالا ETRAP اختلاف انرژی مرکز بازترکیب و انرژی فرمی ذاتی (ET-EI)، T_L دمای شبکه بر حسب کلوین و TAUN0 و TAUP0 مقادیر طول عمر الکترون و حفره می باشند. همچنین n_i، n و p به ترتیب چگالی حاملهای ذاتی، چگالی الکترونها و حفره ها می باشند. در دیودهای نورگسیل با چگالی حاملهای بالا، پدیده اوژه به عنوان یک بازترکیب غیر تابشی بر عملکرد LED اثر نامطلوب دارد[۲،۶]. لذا این پدیده نیز در این شبیه سازی مد نظر قرار گرفته و طبق رابطه زیر لحاظ شده است.

$$R_{Auger} = AUGN\left(pn^2 - nn_i^2\right) + AUGP\left(np^2 - pn_i^2\right) \quad (۳)$$

در رابطه بالا AUGN و AUGP به ترتیب طول عمر الکترون و حفره می باشند

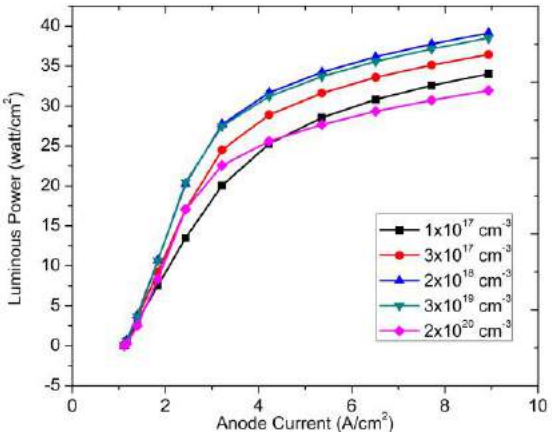
۳- بحث و تحلیل

به ازای مقادیر مختلف چگالی آلایش برای لایه AlGaN، مشخصه های این LED بدست آمده و مورد بررسی قرار گرفته است. نمودار I-V بدست آمده به ازای مقادیر مختلف چگالی آلایش در شکل (۳) نشان داده شده است. طبق این شکل با افزایش چگالی آلایش، مقدار جریان نیز افزایش پیدا کرده است. همچنین، با افزایش چگالی آلایش، در مقدار ولتاژ آستانه هدایت تغییر محسوسی مشاهده نشده است؛ و افزایش چگالی آلایش خللی در رفتار نمودار I-V ایجاد نکرده است.



شکل ۳: نمودار I-V بر اساس چگالی های مختلف آلایش لایه AlGaN

نمودار لومینیسانس-جریان برای آلایش های مختلف بدست آمده و در شکل (۴) نشان داده شده است. در ابتدا با افزایش جریان، مقدار لومینیسانس به شدت افزایش می یابد ولی در جریان های بالاتر با افزایش تزریق الکترون و حفره، از آند به کاتد نشت الکترون اتفاق می افتد که یکی از عوامل کاهش لومینیسانس در جریان های بالاتر می باشد[۲،۶].

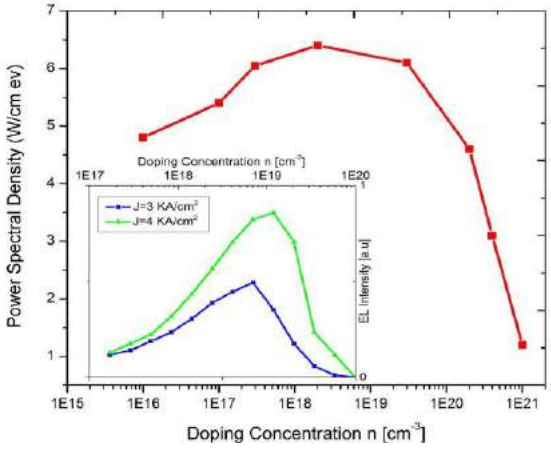


شکل ۴: نمودار تغییرات لومینیسانس با تغییر چگالی آلایش لایه AlGaN

طبق شکل (۴) با افزایش چگالی آلایش، مقدار لومینیسانس نیز شروع به افزایش می کند و به نقطه بیشینه می رسد. بیشترین مقدار لومینیسانس به ازای چگالی $۲\square۱۰^{۱۸}\ cm^{-3}$ بدست آمده است و این مقدار حالت بهینه برای این دیود نور گسیل می باشد. با گذر از نقطه بیشینه، هر چه مقدار چگالی آلایش افزایش می یابد پدیده اوژه اثر گذارتر شده و مقدار لومینیسانس کاهش پیدا می کند. کمترین مقدار

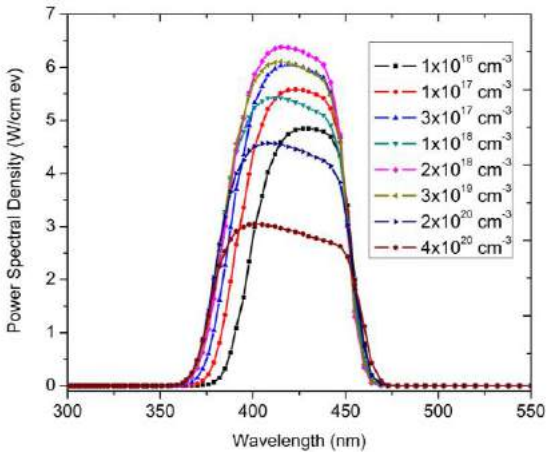
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

لومینیسانس به ازای چگالی 2×10^{20} cm^{-3} بدست آمده است. در شکل (۵) تاثیر چگالی آلایش بر توان خروجی بررسی می شود. طبق این شکل با افزایش چگالی آلایش در ناحیه سد کننده الکترون از مقدار 1×10^{16} cm^{-3} تا 2×10^{18} توان خروجی روند افزایشی پیدا می کند. ولی با افزایش بیشتر چگالی از این مقدار توان خروجی کاهش زیادی پیدا می کند. در واقع توان خروجی در یک محدوده از چگالی آلایش دارای مقدار بهینه می باشد. این موضوع با نتایج تجربی آقای م. اهم و همکارانشان مطابقت دارد [۷].



شکل ۵: نمودار تغییرات توان نور خروجی با افزایش چگالی آلایش لایه AlGaN (شکل داخلی، نتایج تجربی مرجع [۷])

علاوه بر موارد ذکر شده در بالا، تغییرات چگالی آلایش باعث تغییراتی در محدوده طول موج خروجی از LED می شود.



شکل ۶: تغییرات طول موج و توان خروجی از LED طراحی شده بر اساس چگالی آلایش های مختلف برای لایه AlGaN

در شکل (۶) روند تغییر بیشینه طول موج با تغییرات چگالی آلایش نمایش داده شده است. همانگونه که در این شکل مشاهده می شود، تغییرات چگالی آلایش در لایه AlGaN باعث تغییراتی در بیشینه طول موج و همچنین تغییراتی در پهنای طول موجی می شود؛ ولی محدوده طول موج حفظ شده است و بیشترین توان طیفی مربوط به چگالی آلایش بهینه ی 2×10^{18} cm^{-3} می باشد.

۴- نتیجه‌گیری

در این مقاله با استفاده از شبیه سازی، تاثیر چگالی آلایش بر توان نور خروجی و برخی مشخصه های یک LED تک چاه کوانتومی بر پایه InGaN/GaN بررسی شد. نتایج بدست آمده نشان می دهد با افزایش چگالی آلایش در لایه AlGaN، توان نور خروجی ابتدا شروع به افزایش می کند و به ازای مقدار 2×10^{18} cm^{-3} بیشترین توان نور را دارد. با افزایش چگالی آلایش از مقدار 2×10^{18} cm^{-3} توان نور خروجی به شدت کاهش می یابد.

مراجع

[1] A. Prajapati , P. Dey, T. D. Das, “The Effect of Mole-fraction on Power Spectral Density of Single Quantum well based InxGa1-xN/GaN Blue Light Emitting Diode”, IEEE, 978-1-4673-6621, 2016.

[2] Y. Zhang, Z. Zhang, W.Liu, S.Tan, X. Zhang, Y. Ji, L. Wang, Z. Kyan, N. Hasanov, B. Zhu, S. Lu, X. Sun, H. Demir, “Nonradiative recombination-critical in choosing quantum well number for InGan/GaN light emitting diodes”, OPTICS EXPRESS,Vol. 23, No. 3, 2014

[3] Y.Ji, Z.Zhang, Z.Kyaw, S.Tan, Z.Ju, X.Zhang, W.Liu, X.Sun , H.Demir, “Influence of n-type versus p-type AlGaN electron-blocking layer on InGaN/GaN multiple quantum wells light-emitting diodes”, App. Phys. Lett, Vol. 103, No. 053512 ,2013.

[4] S. Singh, N K.Rohila, S Pal, C.Dhanavantri, “Optimization towards reduction of efficiency droop in blue GaN/InGaN based light emitting diodes”, Optik-International Journal for Light and Electron Optics, Vol. 123, No. 1287 ,2012.

[5] S.D.Lester, F.A.Ponce, M.G.Craford, “High dislocation densities in high efficiency GaN-based light emitting diodes”, App. Phys. Lett,Vol.66, No. 1249, 1995.

[6] F.Romer, B.Witzigmann, “Effect of auger recombination and leakage on the droop in InGaN/GaN quantum well LEDs”, OPTICS EXPRESS,Vol. 22, No. 6, 2014.

[7] M.Oehme, M.Gollhofer, D.Widmann, M.Schmid, M.Kaschel, E.Kasper, “Direct bandgap narrowing in GE LED’s on Si substrate”, OPTICS EXPRESS,Vol. 21, No. 2, 2013.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

تعیین ضریب عبور بهنجار شده محیط کر با روش روبشz دریچه بسته

عاطفه صابری ، علیرضا کشاورز و محسن حاتمی

فارس، شیراز، دانشگاه صنعتی شیراز، دانشکده فیزیک

چکیده - روش روبشz یکی از روش‌های متداول برای بدست آوردن ضرایب غیرخطی نوری مواد است. در محیط‌های غیرخطی به دلیل تغییر رفتار نور در ماده، قطبش دی‌الکتریک به طور غیرخطی به میدان الکتریکی پاسخ می‌دهد و برخی خواص مانند ضریب‌شکست و ضریب‌جذب تغییر می‌کند. در این مقاله روش روبشz برای محیط غیرخطی کر بر اساس روش ماتریس *ABCD* شبیه‌سازی می‌شود. با استفاده از فرمول کالینز میدان قبل از روزنه به صورت عددی محاسبه می‌شود و پس از انتگرال‌گیری و بهنجارسازی، میدان عبوری از دریچه‌ی بسته برای ضریب‌شکست غیرخطی مثبت و منفی بدست آورده می‌شود. نتایج نشان می‌دهد که روش ماتریسی روشی مناسب برای شبیه‌سازی روش روبشz می‌باشد و به خوبی رفتارهای غیرخطی را پیرامون کانون عدسی برای ضرایب‌شکست مثبت و منفی نشان می‌دهد.

کلید واژه- روش روبشZ، ضریب‌شکست غیرخطی، محیط کر، ماتریسABCD، فرمول کالینز.

Determination the normalized transmittance of Kerr media by Z-scan method of close aperture

Atefeh Saberi, Alireza Keshavarz and Mohsen Hatami

Iran, Fars, Shiraz, Shiraz University of Technology, Department of Physics

Abstract- The Z-scan method is one of the common methods for obtaining nonlinear optical coefficients of materials. In Nonlinear media due to the change in the behavior of light in the matter the response of dielectric polarization to the electric field is nonlinear and some properties like coefficients of refraction and absorption will be changed. In this paper the Z-scan method for the nonlinear Kerr media is applied based on the ABCD matrix method. By using the Collins formula the field before the aperture is calculated numerically and after integration and normalization the normalized transmittance of close aperture for positive and negative nonlinear refractive index are obtained. Results show that the ABCD matrix method is a suitable method for determine the nonlinear behavior around the focal point for positive and negative nonlinear refractive index.

Keywords: Z-scan, Nonlinear refraction, Kerr media, ABCD matrix, Collins formula.

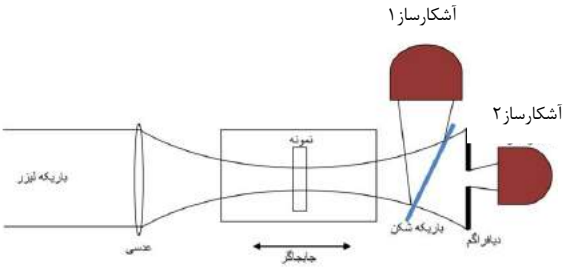
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

وابستگی ضریب شکست محیط به شدت نور تابشی را می‌توان با مشاهده‌ی بازشدن یا بسته‌شدن باریکه نور تابشی به محیط پس از خروج از آن استنباط کرد. بنابراین از دیدگاه اپتیک هندسی میتوان با قرار دادن روزنه‌ای در فاصله‌ی دور، تغییر میزان نور عبوری از میان آن ناشی از اثرخودکانونی یا خودواکانونی ماده تحت تابش را اندازه‌گیری نمود. این ایده نخستین بار توسط شیخ بهایی وهمکاران به عنوان روش روبش zروزنه‌ی بسته به کارگرفته شد[۱و۲]. از روش روبشz به عنوان یک روش معمول و استاندارد برای اندازه‌گیری ضریب‌شکست وضریب‌جذب غیرخطی استفاده می‌شود [۱و۲و۳]. در این مقاله با استفاده از روش ماتریسABCD، بعد از بدست آوردن ماتریس کلی محیط، از طریق انتگرال کالینز میدان را روی روزنه بدست آورده و پس از بهنجارسازی، میدان عبوری روبشz برای ضریب‌شکست‌های مثبت و منفی بررسی می‌گردد.

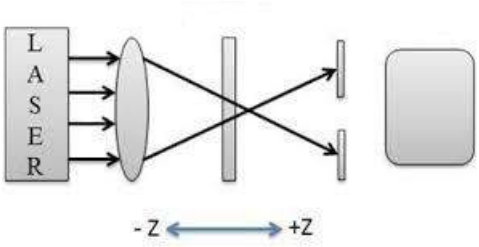
۲- مبانی نظری

در اندازه‌گیری‌های روبشz نمونه به صورت طولی پیرامون صفحه‌ی کانونی پرتوی گاوسی روبش می‌شود.



شکل ۱: چیدمان تجربی روبشz.

به واسطه‌ی غیرخطی بودن، تغییر توزیع شدت ورودی یک تغییر در ضریب‌شکست و ضریب‌جذب ماده‌ای که تحت تأثیر پرتوی انتشاری قرار گرفته است، بوجود می‌آورد. درنتیجه توزیع شدت درصفحه‌ی پشت نمونه همراه با مکان نمونه تغییر می‌کند [۴]. تحلیل شدت بر حسب مکان نمونه منحنی روبشz قسمت حقیقی و موهومی پذیرفتاری مرتبه سوم را می‌دهد. از دو روش آشکارساز بسته برای اندازه‌گیری ضریب‌شکست غیرخطی و آشکارساز باز برای اندازه‌گیری ضریب‌جذب غیرخطی استفاده می‌شود [۵]. مطابق شکل۲ برای بدست آوردن ماتریس کلی محیط باید چهار ماتریس که به ترتیب مربوط به عدسی اول، فضای آزاد، نمونه و فضای آزاد است را در هم ضرب کرده تا ماتریس کلی محیط بین پرتو لیزر ورودی و دریچه بدست آورده شود.



شکل۲: ترتیب محیط‌ها در چیدمان روبشz.

زمانی که نمونه در محدوده‌ی کانون عدسی (z=0) قرار می‌گیرد، پدیده‌ی غیرخطی اتفاق می‌افتد. اگر ضریب‌شکست غیرخطی مقداری مثبت باشد نمونه مانند یک عدسی مثبت رفتار خواهد کرد و پرتوهایی که به آن تابیده می‌شود را همگرا و جمع می‌کند. همچنین اگر ضریب‌شکست غیرخطی مقداری منفی داشته باشد محیط تبدیل به یک عدسی منفی خواهد شد که پرتوهای تابیده شده به آن را واگرا می‌سازد. برای بدست آوردن ماتریس محیط نمونه به سراغ ماتریس محیط‌های کر عدسی گونه می‌رویم. اگر شدت نور لیزر به صورت زیر در نظر گرفته شود:

$$I(r,z)=I_0\left[\frac{\omega}{\omega_0}\right]^2\exp\left[\frac{-2r^2}{\omega^2(z)}\right] \qquad (۱)$$

با استفاده از تقریب سهمی‌وار معادله‌ی (۱) به معادله‌ی زیر تبدیل می‌شود:

$$I(r,z)=I_0\left[\frac{\omega}{\omega_0}\right]^2\left[1-\frac{2r^2}{\omega^2(z)}\right] \qquad (۲)$$

با قرار دادن رابطه‌ی (۲) در رابطه‌ی کر و درنظرگرفتن $I_0=\frac{2P}{\pi\omega_0^2}$ ضریب‌شکست به صورت زیر خواهد بود:

$$n=n_0+n_2I=n_0+\frac{2n_2P}{\pi\omega^2(z)}-\frac{4Pr^2}{\pi\omega^4(z)} \qquad (۳)$$

طبق مرجع [۶و۷] محیط‌هایی که دارای ضریب‌شکست به

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

فرم رابطه‌ی زیر هستند:

$$n=n_0-\frac{1}{2}n_2r^2 \quad (۴)$$

محیط‌های عدسی‌گونه هستند که ماتریس آنها به صورت زیر است:

$$\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix}=\begin{bmatrix} \cos\gamma d & \frac{\sin\gamma d}{n_0\gamma} \\ -n_0\gamma\sin\gamma d & \cos\gamma d \end{bmatrix} \quad (۵)$$

γ به صورت $\gamma^2=\frac{n_2}{n_0}$ تعریف می‌شود و d ضخامت نمونه است. با مقایسه‌ی رابطه‌ی (۳) و (۴) خواهیم داشت:

$$n=n_0'-\frac{1}{2}n_2'r^2 \quad (۶)$$

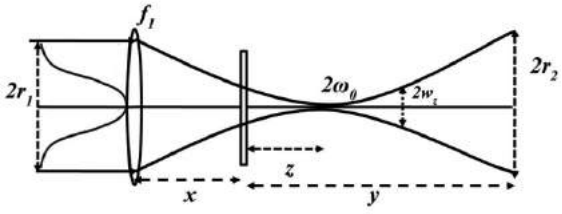
که n_0' و n_2' به صورت عبارت‌های زیر هستند:

$$\begin{aligned} n_0' &= n_0+\frac{2n_2P}{\pi\omega(z)^2} \\ n_2' &= \frac{8n_2P}{\pi\omega(z)^4} \end{aligned} \quad (۷)$$

برای بدست آوردن نمودارهای گذردهی در ابتدا باید میدان قبل از دریچه بدست آورده شود. با داشتن ماتریس محیط و انتگرال کالینز میتوان میدان را بعد از عبور از محیط ABCD بدست آورد. میدان پرتو گاوسی بعد از عبور از محیط ABCD از فرمول کالینز تبعیت می‌کند [۸]:

$$E_1(x,z)=\sqrt{\frac{i}{\lambda B}}\int_{-\infty}^{\infty}E_0(x_0,0)\times\exp\left[-\frac{ik}{2B}(Ax_0^2-2xx_0+Dx^2)\right] \quad (۸)$$

ماتریس ABCD مربوط به محیط بین پرتو لیزر تا دریچه می‌باشد که مطابق با شکل۳ شامل چهار محیط است.



شکل۳: شکل کمر پرتو گاوسی در روش روبشz برای سیستم ABCD.

مطابق با شکل۳ ماتریس کلی محیط به صورت زیر خواهد بود:

$$\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix}=\begin{bmatrix} 1 & y \\ 0 & 1 \end{bmatrix}\begin{bmatrix} \cos\gamma d & \frac{\sin\gamma d}{n_0'\gamma} \\ -n_0'\gamma\sin\gamma d & \cos\gamma d \end{bmatrix}\begin{bmatrix} 1 & x \\ 0 & 1 \end{bmatrix}\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_1} & 1 \end{bmatrix} \quad (۹)$$

با قرار دادن ماتریس کلی در فرمول کالینز میدان دقیق قبل از روزنه بدست می‌آید. مقدار گذردهی بهنجار شده برای دریچه‌ی بسته به صورت زیر بدست می‌آید:

$$P_a=\int_0^a E(x,z)\times 2\pi x dx \quad (۱۰)$$

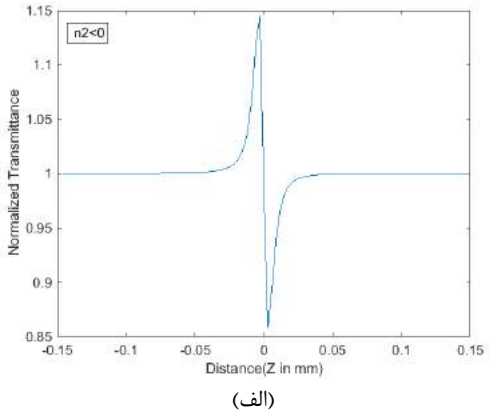
$$P_t=\int_0^{r_2(z)} E(x,z)\times 2\pi x dx \quad (۱۱)$$

$$T(z)=\frac{P_a}{P_t} \quad (۱۲)$$

$T(z)$ مقدار گذردهی بهنجار شده بر حسب موقعیت نمونه است.

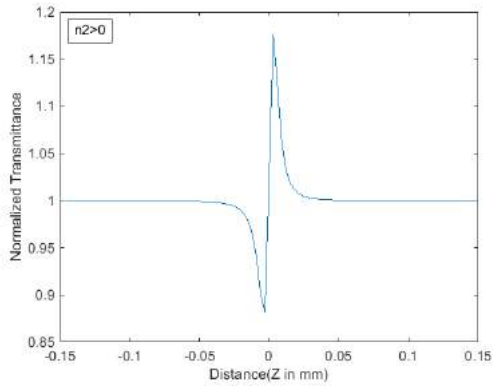
۳- شبیه‌سازی

با رسم T و r_2 بر حسب z می‌توان رفتار سیستم را به ازای ضریب‌شکست غیرخطی مثبت و منفی مشاهده و تأثیر آنها را بر رفتار غیرخطی بررسی کرد.



(الف)

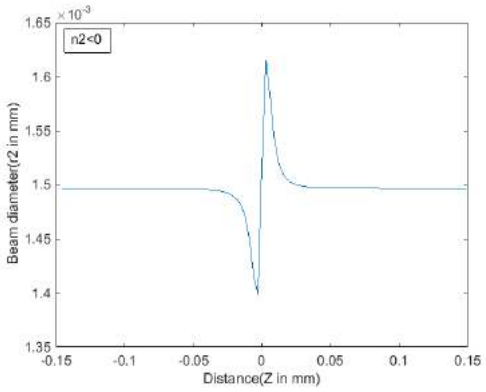
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد



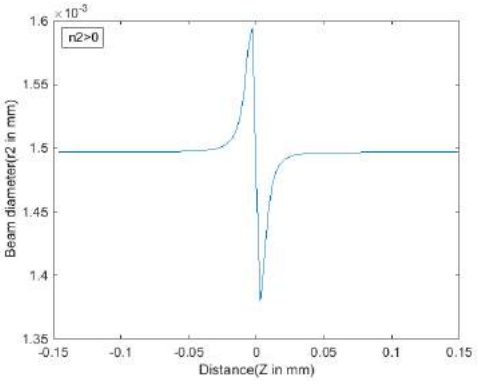
(ب)

شکل۴: نمودار گذردهی بهنجار شده از دریچه‌ی بسته بر حسب فاصله، الف: برای ضریب‌شکست غیرخطی منفی، ب: برای ضریب‌شکست غیرخطی مثبت.

می‌توان در شکل۵ تغییرات شعاع پرتو را نیز بر حسب فاصله روی دریچه برای ضریب‌شکست‌های مثبت و منفی مشاهده کرد.



(الف)



(ب)

شکل۵: نمودار تغییرات شعاع پرتو روی دریچه بر حسب فاصله، الف: برای ضریب‌شکست غیرخطی منفی، ب: برای ضریب‌شکست غیرخطی مثبت.

۴- نتیجه‌گیری

روش روبشz روشی مناسب و با دقت برای بررسی ضرایب غیرخطی نوری مواد است. طبق نمودارهای شکل‌های ۴ و ۵ در حالتی که ضریب‌شکست غیرخطی مقداری منفی باشد در نمودار گذردهی بهنجار شده ابتدا یک قله و سپس یک دره خواهیم داشت که برای تغییرات شعاع پرتو این حالت عکس است در واقع نمونه تبدیل به عدسی منفی خواهد شد که پرتوهای تابیده شده به آن را واگرا می‌کند. همچنین اگر ضریب‌شکست غیرخطی مقداری مثبت باشد نمودارها عکس حالت ضریب‌شکست منفی هستند و نمونه تبدیل به عدسی مثبتی خواهد شد که پرتوهای تابیده شده به آن را جمع می‌کند. در واقع اثر غیرخطی پیرامون کانون عدسی که شدت پرتو لیزر زیاد است اتفاق می‌افتد. روش‌های مختلفی برای شبیه‌سازی این روش توسط محققین ارائه شده است. روش ماتریس ABCD روشی مناسب و در عین حال نسبت به روش‌های پرداخته شده ساده‌تر است. در این روش با داشتن ماتریس هر نوع محیط شبیه‌سازی‌های انجام شده قابل تعمیم به محیط‌های موردنظر نیز می‌باشد. همچنین نتایج حاصل از آن با روش شیخ بهایی در مرجع [۲] و نظریه‌های ارائه شده در مراجع [۴و۵] در تطابق است.

۵- مراجع

[1] M. Sheik-Bahae, A. A Said and E. W. Van Stryland, “High-sensitivity single-beam n2 measurements”, Opt. Lett., Vol. 14, pp. 955–7, 1989.
[2] M. Sheik-Bahae, A. A. Said, T. H. Wei, Y. Y. Wu, D. J. Hagan, M. J. Soileau, E. W. Van stryland, “A simple and sensitive technique for nonlinear refraction measurements”, Nonlinear Optical Properties of materials, vol. 1148, PP. 41-51, 1989.
[3] W. Yingxue and M. Saffman, “Z-scan formula for two-level atoms”, Optics Communication, Vol. 241, pp. 513-520, 2004.
[4] L. Pálfalvi, B. C. Tóth, G. Almási, J. A. Fülöp and J. Hebling, “A general Z-scan theory”, B. Appl. Phys.,Vol. 97, No. 3, pp. 679–685, 2009.
[5] A. Balbuena Ortega, M. L. Arroyo Carrasco, M. M. Méndez Otero, E. Reynoso Lara, E. V. García Ramírez and M. D. Iturbe Castillo, “Analytical expressions for z-scan with arbitrary phase change in thin nonlocal nonlinear media”, Vol. 22, pp. 23, 2014.
[6] A. Yarviv, *QUANTOM ELECTRONICS*, P. 113-114, California institute of technology, 1987.
[7] H. Kogeknik and T. Li, “laser beams and resonators”, Applied Optics, Vol. 5, No. 10, 1986.
[8] G. Zhao, X. Ji and B. Lu, “Approximate analytical propagation equations of Gaussian beams through hard-aperture optics”, Optik, Vol. 114, No. 6, pp. 241-245, 2003.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

طراحی و ساخت اپتورود بر پایه میکروجابه جاگر موتوردار جهت ثبت سیگنال تک واحدی نورون برای کاربردهای اپتوژنتیک

مهناز اسداله سلمان پور[۱]، محمد اسماعیل زیبائی[۱*]و حمید لطیفی[۱]
عباس حق پرست[۲]، لیلا درگاهی[۲]، عبدالعزیز رونقی [۲]و زهرا فتاحی[۲]
[۱]پژوهشکده لیزر وپلاسما دانشگاه شهید بهشتی،اوین-بلوار دانشجو، تهران
[۲] مرکز تحقیقات علوم اعصاب دانشگاه علوم پزشکی شهید بهشتی، تهران

چکیده: ***جهت استفاده از تکنیک اپتوژنتیک برای کنترل حلقه-بسته بیماری های عصبی نیاز به طراحی و ساخت سیستم های اپتیکی و الکتریکی جهت تحریک و ثبت همزمان با قابیت قرارگرفتن و ثابت شدن بر روی جمجمه می باشد. میکرودرایوها سیستم های الکتریکی و اپتیکی هستند که بر روی جمجمه حیوان ثابت می شوند و می توان بدون ایجاد اختلال در رفتار حیوان از الکترود های استفاده شده در این سیستم ها جهت ثبت فعالیت نورونی استفاده کرد. همچنین می توان بر روی این سیستم از فیبر نوری جهت تحریک نوری هم زمان استفاده کرد بنابراین می توان به عنوان اپتورود در سیستم های کنترلی حلقه-بسته جهت بیماری های عصبی با استفاده از تکنیک اپتوژنتیک استفاده کرد. در این مقاله اپتورود بر پایه میکروجابجاگر موتوردار طراحی و ساخته شده است و برای ثبت واحد تک واحدی نورون در حیوان بیهوش مورد استفاده قرار گرفته است.***

کلید واژه- اپتوژنتیک، اپتورود، ثبت تک واحدی، میکروجابه جاگر موتور دار، نورون

Design and fabrication a motorized Microdrive optrode for single-unit recording for optogenetics applications

Mahnaz Asadolah Salmanpour[1], Mohammad Ismail Zibaii[1,*], Hamid Latifi[1]
Abbas Haghparast[2], Leila Dargahi[2], Abdolaziz Ronaghi[2], Zahra Fatahi [2]

[1] Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Tehran

[2]Neuroscience Research Center, Shahid Beheshti University of Medical Sciences, Tehran

Abstract- In order to use an optogenetic technique for controlling closed-loops of neurological diseases, it is necessary to design and fabricate an implantable optrode as an optical and electrical system for simultaneous optical stimulation and electrical recording from neural. Microdrive is electrical and optical system that fix on the rat skull and can be used to record neural activity without disturbing the behavior of the animal. It can also be used optical fiber for optical stimulation simultaneously, so it can be used as optrode in closed-loop control systems for neurological diseases based on optogenetic technique. In this paper, an optrode based on motorized microdrive was designed and fabricated. It was used for in-vivo single unit recording in an anesthetized rat.

Keywords: Optogenetics, optrode, motorized microdrive, single-unit recording, Neuron.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

توانایی تکنیک اپتوژنتیک در فعال سازی یا مهار یک جمعیت نورنی خاص بدون اینکه بر فعالیت جمعیت های نورونی مجاور آن تاثیر بگذارد منجر به ارائه ایده استفاده از این تکنیک در کنترل بیماری های علوم اعصاب مانند صرع و پارکینسون شده است. یکی از روشهای کنترل بیماریهای عصبی بر اساس پایش برخط سیگنالهای عصبی بر مبنای کنترل حلقه-بسته فعالیت شبکه های عصبی می باشد که با استفاده از تکنیک اپتوژنتیک می توان بصورت همزمان تحریک نوری و ثبت فعالیت سیگنال عصبی انجام داد. یکی از ابزارهای نوری مورد استفاده برای این منظور اپتورود می باشد که تلفیقی از تاری نوری و الکترودهای ثبت الکتروفیزیولوژی می باشد. با استفاده از الکترود فعالیت نورون های ناحیه هدف ثبت می شود و توسط یک سیستم کنترل کننده با فعالیت نورون های ناحیه هدف در حالت سالم مقایسه می شود و در صورت عدم تطابق، بر اساس میزان عدم تطابق، شدت نور لیزر توسط یک کنترل کننده محاسبه می شود. این شدت بهینه توسط فیبر نوری موجود در آپترود به نورون های هدف منتقل می شود[۱]. شماتیک فرآیند در شکل (۱) نشان داده شده است.



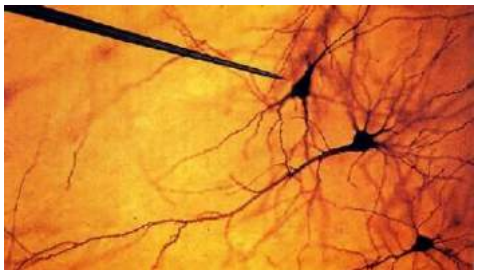
شکل ۱: شماتیک کنترل فعالیت های نورونی در حالت بیماری با استفاده از تکنیک اپتوژنتیک به صورت حلقه-بسته

بنابراین طراحی و ساخت سیستم های نوری و الکتریکی جهت تحریک و ثبت همزمان با قابلیت قرارگرفتن و ثابت شدن بر روی جمجمه ضروری می باشد. این سیستم ها باید به گونه ای باشند که کمترین اختلال را در رفتار طبیعی حیوان ایجاد کنند و دارای وزن کم نسبت به وزن حیوان باشند و همچنین به دلیل اینکه بیماری های های عصبی اغلب جمعیت های نورونی در لایه های مختلف مغزی را درگیر می کنند باید این سیستم ها توانایی تحریک و ثبت از چندین جمعیت نورونی در چند لایه را داشته باشند. به همین منظور باید موقعیت تار نوری و الکترود ها قابل تنظیم باشند به طوریکه بتوان از راه دور، میزان جابه جایی عمودی تارهای نوری و الکترود ها در بافت مغزی تنظیم کرد، که برای دستیابی به این امر نیاز به طراحی میکروجابه جاگرهای میکرونی می باشد[۲, ۳]. لذا در آزمایشگاه یک نمونه اپتورود با قابلیت جابجاگری میکرونی موتوردار طراحی و ساخته شده است که می تواند برای ثبت سیگنال تک واحدی خارج سلولی در سیستم عصبی مورد استفاده قرار گیرد.

۲- بخش تجربی

۲-۱- طراحی و ساخت میکروجا به جاگر موتوردار

جهت ثبت سیگنال های عصبی از تک نورون، الکترود باید در مجاورت نورون قرارگیرد و ابعاد نوک الکترود نیز باید از ابعاد نورون کوچکتر باشد. ابعاد نورون از ۴ تا ۱۰۰ میکرومتر متغیر می باشد. بنابراین ابعاد نوک الکترود باید کمتر از ۴ میکرومتر باشد. ابعاد نوک الکترود استفاده شده در این آزمایش ۲ میکرومتر می باشد که برای ثبت سیگنال مناسب از تک نورون، ایده آل می باشد. امپدانس نورونی از مرتبه ی ۱تا ۵ مگا اهم می باشد که امپدانس الکترود نیز از همین مرتبه می باشد[۴]. الکترود مورد استفاده در این میکروجابه گر از جنس تنگستن می باشد.

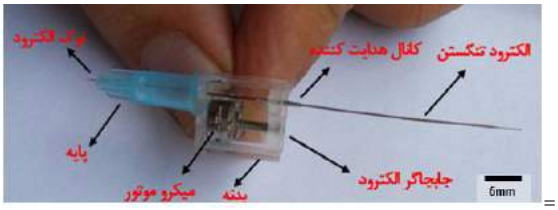


شکل ۲: تصویر قرار گرفتن الکترود ثبت تک واحدی در مجاورت سلول عصبی

در این طراحی برای هدایت و کنترل الکترود به داخل بافت مغزی از یک میکروموتور پله ای استفاده شده است. میزان جابه جایی این موتور در هر گام ۱۳/۵میکرومتر و توانایی جابه جایی عمودی الکترود در بافت مغزی به اندازه ۴ میلیمتر می باشد. برای ساخت بدنه نگهدارنده میکرو جابجاگر موتور دار از پلکسی گلس استفاده شده است و با استفاده از دستگاه CNC میکروماشین کاری شده است.

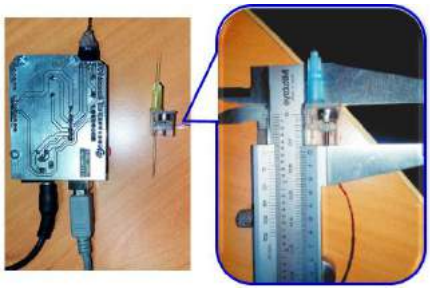
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

بطوریکه بدنه و جابه جاگر الکترود به ترتیب دارای ضخامت های ۸ و ۲ میلیمتر می باشند. در شکل (۳) تصویر یک نمونه از میکروجابجاگر موتوردار با الکترود تنگستن نشان داده شده است.



شکل ۳: تصویر میکرو جابجاگر موتوردار ساخته شده در آزمایشگاه

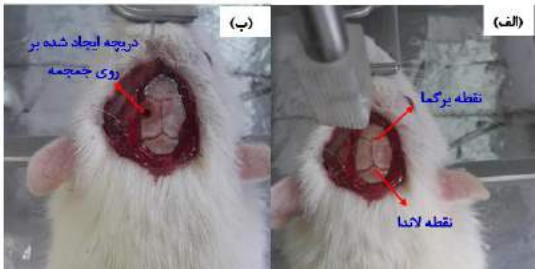
برای راه اندازی موتور پله ای نیاز به ساخت درایور می باشد. همچنین جهت محاسبه و کنترل میزان دقیق جابجایی عمودی الکترود نیاز به کنترل کامپیوتری می باشد. برای ایجاد این ارتباط و کنترل دقیق حرکت موتور پله ای نیاز به رابط های سخت افزاری و نرم افزاری می باشد. بدین منظور از برنامه های لب ویو وآردینو جهت ارتباط نرم افزاری و از میکروکنترلر unoR3 و رابط داریور ۸۸۲۵ جهت ارتباط سخت افزاری با کامپیوتر استفاده شد. در شکل (۴) تصویر مدار راه انداز موتور و میکروجابجاگر نشان داده شده است.



شکل ۴: تصویر مدار راه انداز میکروجابجاگر موتوردار.

۲-۲ آماده سازی حیوان و ثابت سازی میکروجابه جاگر بر روی جمجمه:

طبق استانداردهای اخلاق کار با حیوانات، ابتدا حیوان با استفاده از داروی کتامین/زایلازین بیهوش می شود. پس از بیهوشی، حیوان در دستگاه استریوتاکسی قرار داده شد و با استفاده از میله های نگهدارنده سر حیوان، جمجمه حیوان ثابت می شود. برای بدست آوردن مختصات ناحیه هدف در داخل بافت مغزی مطابق شکل (۵) فاصله بین دو نقطه ی براگما و لاندا روی جمجمه اندازه گیری می شود و با استفاده از اطلس مغزی پاکسینوس، مختصات دقیق ناحیه هدف تعیین می گردد. در این آزمایش منطقه هیپوکمپ جهت ثبت سیگنال عصبی انتخاب شده است. علت انتخاب این منطقه داشتن سلولهای عصبی بزرگ با دامنه ی پتانسیل فعالیت بالا می باشد. پس مشخص کردن مختصات هیپوکمپ، با استفاده از مته ی دندان پزشکی جمجمه در آن نقطه سوراخ شده به طوری که لایه ی دورا مشخص شود. اندازه ی قطر روزنه ایجاد شده ۲میلیمتر و برابر با قطر انتهای پایه ی میکروجابجاگر می باشد. با نصب میکروجابجاگر بر روی دستگاه استریوتاکسی الکترود به ناحیه هدف نزدیک می شود و به داخل بافت مغزی فرو برده می شود و پس از رسیدن به ناحیه هدف، میکروجابجاگر با استفاده از سیمان دندانپزشکی بر روی جمجمه ثابت می شود. در شکل (۶) تصویر یک نمونه از کاشت میکروجابجاگر بر روی جمجمه نشان داده شده است.



شکل ۵: تصویر یک نمونه از جراحی موش صحرایی (الف) :برای دستیابی به جمجمه و مشخص نمودن نشانگرهای جمجمه جهت مختصه یابی مغز و (ب): ایجاد روزنه بر روی آن

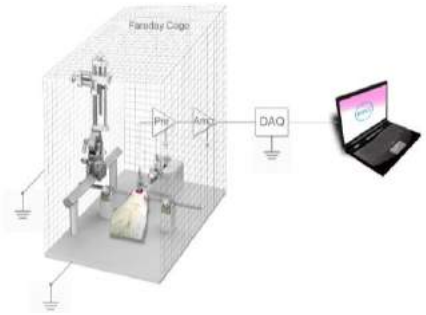


شکل ۶: تصویر ثابت سازی میکرو جابجاگر بر روی جمجمه حیوان بیهوش با استفاده از سیمان دندانپزشکی

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

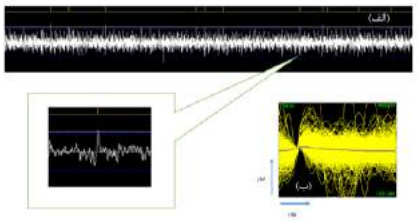
۲-۳- ثبت سیگنال عصبی از فعالیت تک واحدی سلول عصبی

به منظور کاهش نوفه عوامل محیطی، چیدمان مورد نظر درون قفسه ی فلزی فارادی قرار گرفته است. پس از انجام مراحل ثابت سازی میکروجابجاگر بر روی جمجمه، از یک فنر فلزی سبک به منظور اتصال الکترود به سیم تقویت کننده استفاده شده است. دستگاه تقویت کننده سیگنال های دریافت شده توسط الکترود را تقویت و با استفاده از کارت DAQ سیگنال آنالوگ را به دیجیتال تبدیل می نماید و در نهایت سیگنال های الکتریکی ثبت شده با استفاده از نرم افزار بر روی صفحه نمایش نشان داده می شود. در شکل (۷) شماتیک چیدمان آزمایش نشان داده شده است.



شکل ۷: شماتیک چیدمان کلی آزمایش

با راه اندازی موتور، الکترود به اندازه ی ۴۱۰ میکرومتر در بافت مغزی هدایت داده شد تا نوک الکترود در این ثبت در عمق ۳,۸۱۰ میلی متری از سطح جمجمه قرار گیرد که مربوط به ناحیه ی هیپوکمپ می باشد. ثبت به مدت ۲۰ دقیقه از این ناحیه انجام شده است. در شکل(۸) نتایج ثبت سیگنال تک واحدی خارج سلولی در ناحیه هیپوکمپ نشان داده شده است. دامنه ی اسپایک های ثبت شده در این ثبت ۱۵۷,۲۱ میکرو ولت می باشند. این نورون ناحیه ی هیپوکمپ در مدت بیست دقیقه ثبت، ۳۳۵۹۸ بار اسپایک انجام داده است. فعالیت نورون ها یک پدیده ی طبیعی و خودبه خودی می باشد بنابراین انتظار می رود که تابع توزیع آن، تابع توزیع نرمال باشدشکل(۲-۳). با راه اندازی دوباره سیستم نوک الکترود به عمق ۴,۰۸۰ میلی متری از سطح جمجمه و در ناحیه ی هیپوکمپ هدایت شد. به مدت۳۰ دقیقه از این ناحیه ثبت گرفته شد. شکل(۳-۳) نتایج ثبت تک واحدی در این منطقه را نشان می دهد.



شکل(۳-۳):(الف): نتایج ثبت فعالیت نورون هیپوکمپ (ب):برهم نهی تمام اسپایک ها بر روی یک محور

۳- نتیجه گیری

در این مقاله یک میکروجابه جاگر موتوردار به منظور ثبت سیگنال تک واحدی نورون طراحی و ساخته شده است که بدون نیاز به دستگاه استریوتاکسی الکترود با دقت در مجاورت یک سلول عصبی در حالت فعالیت خودبخودی قرار داده شده است. برای این منظور فقط با استفاده از دستگاه استریوتاکسی سیستم میکروجابجاگر بر روی جمجمه کاشته شده است و سپس میکروجابجاگر از روی دستگاه استریوتاکسی جدا شده است. با راه اندازی موتور، الکترود ثبت در عمق های مختلف مغز هدایت شده است و ثبت سیگنال از فعالیت عصبی در ناحیه هیپوکمپ انجام شده است. با استفاده از این سیستم می توان ثبت فعالیت عصبی تک واحدی در حیوان در حال حرکت انجام داد. علاوه بر این می توان با تلفیق این الکترود با تار نوری می توان برای سیستم اپتورود با قابلیت حرکت در کاربردهای اپتوژنتیک بمنظور تحریک نوری و ثبت سیگنال عصبی تک واحدی در تست های رفتاری از موش صحرائی استفاده نمود.

مراجع

[1] Selvaraj, P., et al., Closed-loop feedback control and bifurcation analysis of epileptiform activity via optogenetic stimulation in a mathematical model of human cortex. Physical Review E, vol. 93(1): p. 012416, 2016.

[2] Warden, M.R., J.A. Cardin, and K. Deisseroth, Optical neural interfaces. Annual review of biomedical engineering, vol. 16: pp. 103-129, 2014.

[3] Hasegawa, T., et al., A wireless neural recording system with a precision motorized microdrive for freely behaving animals. Scientific reports, vol. 5, pp. 7853, 2014.

[4] Robinson, D.A., The electrical properties of metal microelectrodes. Proceedings of the IEEE, vol. 56(6): pp. 1065-1071, 1968.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

شفافیت القایی پلاسمونی در فراماده گرافنی با کاربرد حسگر ضریب شکست

مصطفی خالقی[۱و۲] ، مجتبی ثروت خواه[۲و*]

۱- گروه فیزیک، پردیس علوم و تحقیقات فارس، دانشگاه آزاد اسلامی، مرودشت، ایران
۲- گروه فیزیک، واحد مرودشت، دانشگاه آزاد اسلامی، مرودشت، ایران

چکیده - در پژوهش حاضر یک ساختار پلاسمونی بر پایه فرامواد معرفی شده است که دو مد پلاسمونی را پشتیبانی می‌کند. با کنار هم قرار دادن این دو مد روشن و تاریک می‌توان جذب را به شدت کاهش داد و در ساختار، سرعت نور را کند نمود. کاهش سرعت گروه در این ساختار از مرتبه ۲۷۸ است. همچنین در فرکانس تشدید با برهم زدن تقارن در ساختار، میزان عبور تا ۹۸,۴۴ درصد می رسد. با جایگزین کردن گرافن به جای طلا و نقره می توان از خاصیت رسانندگی الکتریکی آن استفاده کرد. با تغییر ولتاژ می توان یک انتقال فرکانسی به محدوده تشدید داد که در این کار محدوده ۸ تا ۱۸ تراهرتزی را پوشش داده ایم. با استفاده از خاصیت حسگری این ساختار، برای موادی با ضریب شکست های متفاوت حساسیت ساختار برابر $9.439\ ^{\mu m}/_{RIU}$ محاسبه شده است. در واقع کاربرد چنین ساختاری برای ذخیره سازی اطلاعات و حسگری، فیلترها و سوییچ ها است.

کلید واژه- حسگر، شفافیت القایی پلاسمونی، کاهش سرعت گروه، گرافن.

Plasmon Induced Transparency in graphene metamaterials for refractive index sensing

Mostafa Khaleghi1,2, Mojtaba Servatkhah2,*

1,2- Department of Physics ,Fars Science and Research Branch , Islamic Azad University, Marvdasht , Iran

1,2-Department of Physics, Marvdasht Branch, Islamic Azad University, Marvdasht, Iran

Abstract- In the present study, a *metamaterial-based plasmonic structure has been proposed, which supports two plasmonic modes. By combining these two bright and dark modes, the absorption can be greatly reduced and the speed of light slows down in the structure. The reduction of group velocity of order 278 in the structure. Also, at resonant frequency, the transmission rate reaches 98.44% by breaking the symmetry in the structure. By replacing graphene with gold and silver, its electrical conductivity can be used. A frequency transfer to the resonant range can be done by changing the voltage, so that we have covered a* 8–18 *THz range. Using the sensor property of the structure for materials with different refractive indices, the refractive index sensitivity measured 9.439* $^{\mu m}/_{RIU}$ *. In fact, the application of such a structure is for information storage, sensing, filters and switches.*

Keywords: Sensor, Plasmon Induced Transparency, Slow light, Graphene

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

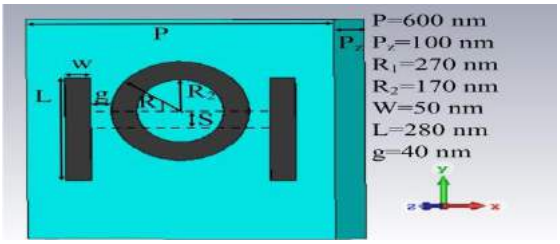
۱- مقدمه

شفافیت القایی الکترومغناطیسی (EIT) که از طریق برهم کنش مخرب، توسط دو باریکه لیزری در سیستم های کوانتومی ایجاد می شود، کاربردهای فراوانی در کندسازی نور و ذخیره سازی اطلاعات دارد[۱]. دانشمندان روش‌های متفاوتی را برای ایجاد EIT استفاده کرده‌اند که از سیستم‌های نوسانی کلاسیک استفاده شده است، همانند: استفاده از تشدیدکننده‌های میکرو، جریان‌های الکتریکی و ... [۲]. از آنجایی که بررسی اثر EIT محدودیت های آزمایشگاهی فراوانی دارد، ما از یک اثر مشابه به نام شفافیت القایی پلاسمونی(PIT) استفاده می کنیم. مدهای پلاسمونی دارای دو حالت روشن و تاریک هستند که بستگی به نوع جفت‌شدگی نور فرودی با المان‌های ساختار دارد. مد روشن به طور مستقیم با نور فرودی برهمکنش می‌کند و میزان پراکندگی زیاد و ضریب کیفیت پایینی دارد. برخلاف مد روشن، مد تاریک با نور فرودی به صورت مستقیم برهم کنش نمی‌کند و دارای ضریب کیفیت بالایی است. با کنار هم قرار دادن این دو مد تاریک و روشن، برهم کنش قوی بین این دو مد صورت می گیرد که مشابه پدیده EIT در سیستم‌های سه ترازی اتمی است. از مهم‌ترین نتایج روش PIT کنترل جذب در محدوده فرکانسی و کاهش سرعت گروه است. استفاده از فرامواد تخت یکی از روش های مناسب برای ایجاد شفافیت القایی پلاسمونی است[۳].

گرافن به عنوان یک ماده پلاسمونی جدید در فوتونیک و اپتوالکترونیک که خواص اپتیکی منحصر به فردی دارد در نظر گرفته شده است. گرافن در محدوده مادون قرمز میانی و تراهرتز خواص فوق العاده ای دارد، از جمله رسانندگی گرمایی و رسانندگی الکتریکی قابل کنترل با تغییر ولتاژ. رسانندگی قابل کنترل به وسیله ولتاژ، این امکان را به ما می دهد که شفافیت القایی پلاسمونی را کنترل کنیم[۴]. در واقع با استفاده از فرامواد گرافنی برای طراحی شفافیت القایی پلاسمونی دیگر نیاز به طراحی های مجدد برای تغییر فرکانس تشدید نیست. با استفاده از این قابلیت گرافن، یک شفافیت القایی پلاسمونی قابل کنترل ایجاد شده است که کاربردهای کندسازی نوری، سوییچ ها، فیلترها، ذخیره سازی اطلاعات را دارد. رسانندگی گرافن در غیاب میدان مغناطیسی از طریق فرمول کوبو تخمین زده می‌شود[۵]. رسانندگی الکتریکی گرافن شامل دو قسمت درون باندی و میان باندی است که در محدوده تراهرتزی سهم برهم کنش‌های درون باندی غالب است. در نتیجه رسانندگی الکتریکی گرافن از طریق زیر به دست می آید:

$$\sigma = \frac{j}{\omega + j/\tau}\frac{e^2 2k_B T}{\pi\hbar^2}\ln\left[2\cosh\frac{\mu_c}{2k_B T}\right]$$

که در آن τ آهنگ واهلش برای گذارها است، μ_c پتانسیل شیمیایی، T دما برحسب درجه کلوین، ω فرکانس زاویه‌ای است. برای محاسبه تابع دی‌الکتریک گرافن از $\varepsilon = 1 + \frac{j\sigma}{\omega\varepsilon_0 d}$ استفاده می‌کنیم که در آن d ضخامت گرافن استفاده‌شده در ساختار است.



شکل ۱: شماتیک فراماده گرافنی

۲- نتایج و مباحث

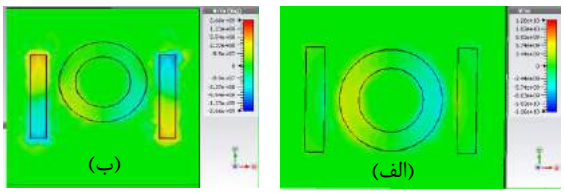
شکل (۱) شماتیک نانو ساختار فراماده ای را نشان می دهد [6-7] که در اثر اعمال نور فرودی بر ساختار، حلقه گرافنی نقش مد روشن و دو میله موازی نقش مد تاریک را ایفا می کنند. در این نانو ساختار برای ایجاد شفافیت القایی پلاسمونی از شکست تقارن استفاده می کنیم که پارامتر شکست تقارن در ساختار S است که با گام های ۱۰ نانومتری افزایش می یابد و نتایج حالت کاملا متقارن(S=0) و شکست تقارن (S=50 nm) نمایش داده شده است.

زمانی که ساختار در حالت کاملا متقارن(S=0) قرار دارد تنها یک تشدید در پاسخ های اپتیکی رخ می دهد که مقدار عبوری برابر با ۱۲,۱۳ درصد و جذبی برابر با ۴۵,۲۷ درصد در فرکانس تشدید ۱۲,۰۸ تراهرتز دارد. و در ساختار تنها یک دو قطبی الکتریکی در حلقه ایجاد شده است و نشان دهنده مد روشن بودن حلقه گرافنی است که به صورت مستقیم با نور فرودی برهمکنش کرده است که

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

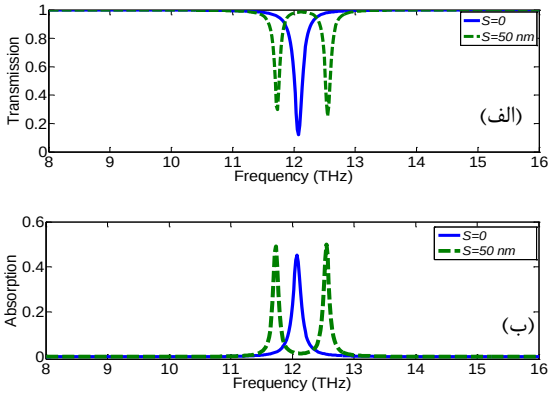
در شکل (۲-الف) نشان داده شده است.

حال با شکست تقارن در ساختار، شفافیت القایی پلاسمونی ایجاد خواهد شد که علت آن تحریک مد تاریک است که در آن مد تاریک به صورت غیر مستقیم با نور فرودی برهمکنش می کند و باعث ایجاد یک چهارقطبی الکتریکی در دو میله موازی می شود که در شکل(۲- ب) نمایش داده شده است.



شکل ۲: نمودار توزیع میدان الکتریکی در
حالت (۲-الف) کاملا متقارن
و حالت (۲-ب) شکست تقارن

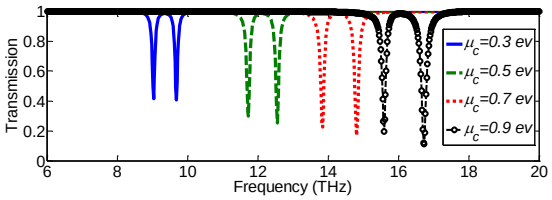
همان طور که از پاسخ های اپتیکی در شکل (۳) مشخص است با شکست تقارن در ساختار، مقدار عبور به ۹۸,۴۴ درصد و مقدار جذب به ۰,۱۵ درصد می رسد، که یکی از پیامدهای شفافیت القایی پلاسمونی کاهش شدید جذب در فرکانس تشدید است.



شکل ۳: نمودار عبور (شکل۳-الف) و جذب (شکل۳-ب) برای حالت کاملا متقارن و شکست تقارن

۲-۱- بررسی کنترل پذیری محدوده فرکانسی

یکی از ویژگی‌های فوق‌العاده گرافن تغییرپذیر بودن رسانندگی الکتریکی گرافن است. رسانندگی گرافن در بازه تراهرتزی به چهار پارامتر دما، فرکانس زاویه‌ای، زمان واهلش حامل‌های بار و پتانسیل شیمیایی وابسته است. در بازه تراهرتزی تغییرات پتانسیل شیمیایی بسیار چشم‌گیر است. درواقع تغییرات پتانسیل شیمیایی به‌وسیله تغییر در ولتاژ ورودی یا تغییر در آلایش‌های شیمیایی امکان‌پذیر است[۸]. در شکل(۴) نحوه تغییر در پاسخ‌های طیفی با تغییر در پتانسیل شیمیایی مشاهده می‌شود.

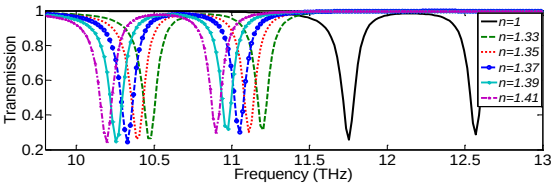


شکل ۴: نمودار عبور با تغییر پتانسیل شیمیایی

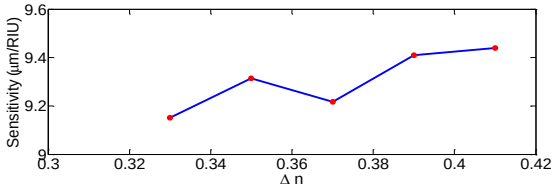
همان‌طور که در شکل(۴) مشاهده می‌شود با تغییر در پتانسیل شیمیایی می‌توان یک انتقال فرکانسی در محدوده تراهرتزی داشته باشیم. علت این انتقال فرکانسی این است که با تغییر پتانسیل شیمیایی، چگالی حامل‌های بار در گرافن تغییر می‌کند. این کاربرد بسیار مهمی برای گرافن محسوب می‌شود، چرا که ما با یک ساختار گرافنی می‌توانیم طیف وسیعی از محدوده فرکانسی را پوشش دهیم، بدون این که نیازی به طراحی مجدد ساختار داشته باشیم.

۲-۲- بررسی حسگر ضریب شکست

یکی از ویژگی‌های جالب فرامواد حساسیت آن‌ها به محیط اطراف هست که به آن قابلیت طراحی سنسورهای وابسته به ضریب شکست می‌دهد[۹]. بدین‌صورت که ابتدا حس‌گر در محیط خلأ وجود داشته و در مراحل بعد حس‌گر را درون گلوکز با خلوص مختلف بررسی کرده‌ایم و با استفاده از خلوص متفاوت، انتقال فرکانسی در محدوده تشدید مشاهده شده است که در شکل (۵) نمایش داده‌شده است.



شکل ۵: نمودار عبور با تغییر ضریب شکست محیط اطراف



شکل ۶: نمودار حساسیت با ضریب شکست

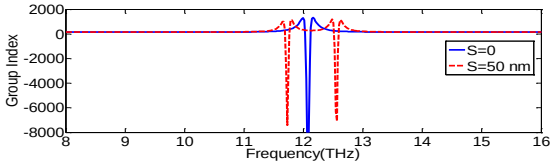
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

به عنوان مثال برای ضریب شکست n=1 مقدار فرکانس رزونانس در 12.5 THz است و برای n=1.33 مقدار فرکانس رزونانس در 10.84 THz اتفاق می‌افتد و برای n=1.35 مقدار فرکانس رزونانس در 10.75 THz است و برای n=1.37 مقدار فرکانس رزونانس برابر با 10.76 THz است و برای n=1.39 فرکانس رزونانس برابر با10.61 THz و برای n=1.41 مقدار فرکانس رزونانس برابر با 10.54 THz است، که نشان می‌دهد با افزایش ضریب شکست مقدار فرکانس رزونانس کاهش می‌یابد، که این میزان انتقال فرکانسی را با اختلاف ضریب شکست‌ها در شکل(۵) نمایش داده شده است.

حساسیت این حسگر برای خلوص گلوکز مختلف اندازه گیری شده است که نمودار حساسیت آن در شکل(۶) نمایش داده شده است. حساسیت برای این حسگر مقدار $\mu m/RIU$ 9.439 اندازه گیری شده است.

۲-۳- کاهش سرعت گروه

یکی از ویژگی‌های پدیده EIT کاهش سرعت گروه است. ما این کاهش سرعت گروه را در پدیده PIT نیز مورد بررسی قرار داده‌ایم. کاهش سرعت گروه نقش مهمی در ذخیره‌سازی اطلاعات اپتیکی دارد. در واقع مثبت و منفی بودن ضریب گروه به معنای کندی و تندی سرعت گروه است[۱۰]. سرعت گروه از طریق رابطه $V_g = \frac{C}{n_g}$ محاسبه می‌شود که در آن V_g سرعت گروه و C سرعت نور و n_g ضریب گروه است.



شکل ۷: نمودار ضریب گروه در دو حالت کاملا متقارن و شکست تقارن

همان‌طور که در شکل(۷) مشاهده می‌شود، ضریب گروه در دو حالت متقارن و نامتقارن مورد بررسی قرارگرفته است. برای حالتی که ساختار در تقارن کامل است، هیچ کاهش سرعت گروهی مشاهده نمی‌شود، درصورتی‌که با از بین بردن تقارن در ساختار ، سرعت گروه از مرتبه ۲۷۸ کاهش پیدا می کند.

۳- نتیجه‌گیری

در کار حاضر یک ساختار فرامواد مبتنی بر گرافن را معرفی کردیم، که با برهم زدن تقارن در هندسه ساختار میزان عبور در فرکانس تشدید را تا ۹۸,۴۴ درصد افزایش داده‌ایم. هم چنین با استفاده از قابلیت گرافن در رسانندگی الکتریکی، یک انتقال فرکانسی را در محدوده فرکانسی ۸ تا ۱۸ تراهرتز ایجاد کرده‌ایم. در مرحله بعد ساختار را در مواد مختلف قرار داده و حساسیت ساختار را بررسی کردیم که حساسیتی برابر با $\mu m/RIU$ 9.439 اندازه گیری شد. در مرحله آخر به محاسبه سرعت گروه در این ساختار پرداختیم که کاهش سرعت گروه از مرتبه ۲۷۸ محاسبه شده است.

مراجع

[1] Marangos, J. P. "Electromagnetically induced transparency." Journal of Modern Optics. Vol. 45, No. 3, pp. 471-503, 1998.

[2] Garrido Alzar, C. L., Martinez, M. A. G., & Nussenzveig, P. "Classical analog of electromagnetically induced transparency." American Journal of Physics. Vol. 70. No. 1, pp. 37-41, 2002.

[3] Zhang, S., Genov, D. A., Wang, Y., Liu, M., & Zhang, X. "Plasmon-induced transparency in metamaterials." Physical Review Letters. Vol. 101. No. 4, pp. 047401, 2008.

[4] Bao, Q., & Loh, K. P. "Graphene photonics, plasmonics, and broadband optoelectronic devices." ACS nano. Vol. 6. No. 5, pp. 3677-3694, 2012.

[5] Falkovsky, L. A. "Optical properties of graphene." Journal of Physics: Conference Series. Vol. 129. No. 1. IOP Publishing, 2008.

[6] Smith, D. R., Vier, D. C., Koschny, T., & Soukoulis, C. M. (2005). Electromagnetic parameter retrieval from inhomogeneous metamaterials. *Physical review E*, 71(3), 036617.

[7] Liu, N., Langguth, L., Weiss, T., Kästel, J., Fleischhauer, M., Pfau, T., & Giessen, H. Plasmonic analogue of electromagnetically induced transparency at the Drude damping limit. *Nature materials*, Vol. 8. No. 9, 758-762, 2009.

[8] Wang, F., Zhang, Y., Tian, C., Girit, C., Zettl, A., Crommie, M., & Shen, Y. R. "Gate-variable optical transitions in graphene." Science. Vol. 320. No. 5873, pp. 206-209, 2008.

[9] Han, S., Cong, L., Lin, H., Xiao, B., Yang, H., & Singh, R. "Tunable electromagnetically induced transparency in coupled three-dimensional split-ring-resonator metamaterials." Scientific reports. Vol. 6, 2016.

[10] Virally, S. "A Review of Slow Light Physics and Its Applications.", 2008.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

ساخت و مشخصه یابی دیود نور گسیل آلی آبی با مواد سنتز شده ی جدید با ساختار ITO/PEDOT:PSS/PVK:TPD:PBD:dopant/BCP/Ca/Al

افشین ابارقی[۱]، امیر انتظاری[۱]، خدابخش درزی نژاد[۲]، عزالدین مهاجرانی[۱]، مصطفی‌محمد پور امینی[۲]

[۱]تهران، اوین، دانشگاه شهید بهشتی، پژوهشکده لیزر و پلاسما

[۲]تهران، اوین، دانشگاه شهید بهشتی، دانشکده شیمی

چکیده – در این مقاله از دو ماده ی سنتز شده ی جدید برای ساخت دیود های نور گسیل آلی آبی استفاده کردیم. این مواد نور گسیل به صورت جداگانه در یک سیستم میزبان-میهمان مورد استفاده قرار گرفت و سپس به عنوان لایه ی نور گسیل به صورت چرخشی لایه نشانی شدند. پس از بدست آوردن نتایج، عملکرد دو ماده در ساختار دیود نور گسیل مقایسه شد. نتایج جریان-ولتاژ نشان می دهند که قطعات ساخته شده با ماده ی سنتز شده ی ۱ نسبت به ماده ی دیگر ولتاژ روشن شدن کمتری دارند. همچنین طیف الکترولومینانس قطعات بیانگر این است که ماده ی سنتز شده ی ۱ دارای خلوص رنگی بهتری است. شدت روشنایی دیود ساخته شده با این ماده نیز بیشتر است.

کلید واژه- خلوص رنگی، دیود نور گسیل آلی، شدت روشنایی، لایه نور گسیل، ولتاژ روشن شدن

Fabrication and Characterization of a Blue Organic Light Emitting Diode with new synthesized materials structured ITO/PEDOT:PSS/PVK:TPD:PBD:dopant/BCP/Ca/Al

Afshin Abareghi[1], Amir Entezari[1], Khodabakhsh Darzinejad[2], Ezzedin Mohajerani[1], Mostafa Mohamad Pour Amini[2]

[1] Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, G.C., Tehran 1983963113, Iran

[2] Department of chemistry, Shahid Beheshti University, G.C., Tehran 1983963113, Iran

Abstract- In this paper, we used two new synthesized materials to fabricate blue organic light-emitting diodes. These emissive materials were used individually in a host-gest system and then spin coated as emissive layer. After obtaining the results, the performance of the two materials in the structure of the emitting diode was compared. The current-voltage characteristics indicate that the fabricated devices with synthesized material 1 have less turn on voltage than the other material. Also, the electroluminescence spectra of the devices reveals that synthesized material 1 has better color purity. The intensity of the diodes made with this material is also higher.

Keywords: color purity, emissive layer, intensity, organic light-emitting diodes, turn on voltage

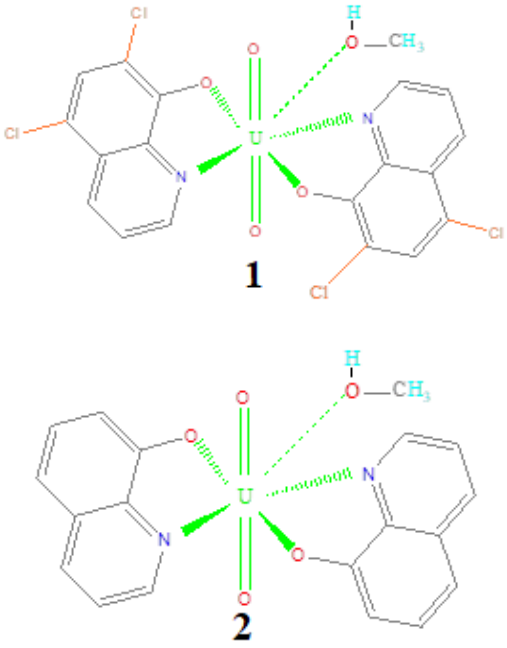
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

در سال ۱۸۸۰ میلادی توماس آ. ادیسون لامپ التهابی را معرفی کرد که یک دستاورد تاریخی بشمار می رود و یک منبع نور جدید و آسایش را برای زندگی روزمره مردم به ارمغان آورد. الکتریسیته به یک شار فوتونی تبدیل شد که روشنایی مصنوعی را آنگونه که تا آن زمان امکان پذیر نبود، در دسترس عموم قرار می داد. از آن زمان تاکنون نیاز بشر به انرژی نورانی بطور پیوسته ای افزایش یافته است[۲-۱]. وجود بحران جهانی انرژی و استفاده از انرژی با بازدهی پایین، ویژگی صرفه جویی در انرژی مربوط به OLED ها را بعنوان یکی از گزینه های با بیشترین امکان رقابت برای نسل جدید نمایشگرها و بطور خاص منابع نوری با صرفه انرژی مطرح کرده است[۳]. یک نمایشگر تمام رنگی نیاز به مواد نورگسیل سبز و قرمز و آبی با پایداری و بازدهی و خلوص رنگی نسبتاً برابری دارد. مواد نورگسیل آبی با راندمان مطلوب از جمله ملزومات مهم برای تجاری شدن تکنولوژی برای کاربرد در نسل بعدی نمایشگرهای صفحه تخت و منابع نوری حالت جامد هستند، چراکه نورگسیل آبی نه تنها به طور موثری مصرف توان را کاهش می دهد بلکه می تواند باعث تولید نور به رنگهای دیگر به واسطه انتقال بین سیستمی انرژی به مواد با سطوح پایین تر انرژی فلوئورسانس یا فسفرسانس شود[۶-۴]. در این مقاله سعی بر این بوده است تا با استفاده از تجربیات گروه شیمی دانشگاه بهشتی در سنتز کمپلکس های آلی نورگسیل، مواد نورگسیل آبی مناسب به صورت بومی سنتز شده و برای استفاده در ساخت دیود نورگسیل آلی آبی بکار گرفته شوند. به دلیل اینکه مواد جدید به تنهایی لایه ی خوبی تشکیل نمی دهند، در یک ماده میزبان دوپ شدند. ماده ی میزبان مورد استفاده PVK بود که این ماده یکی از مرسوم‌ترین محیط‌های میزبان می‌باشد که دارای خاصیت تشکیل فیلم خوب است. با حل کردن هر دو ماده در حلال مشترک از لایه‌نشانی چرخشی بهره برد. از مزایای دیگر این پلیمر داشتن طیف فوتولومینسانسی می‌باشد که با طیف جذبی بسیاری از مواد نورگسیل و رنگینه‌ها تطابق دارد.

۲- اقدامات تجربی و نتایج

مواد سنتز شده ی جدید مورد استفاده در این مقاله دارای ساختار شیمیایی شکل ۱ می باشند.



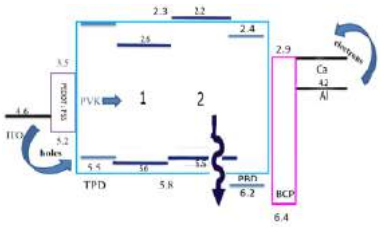
شکل ۱: ساختار شیمیایی مواد سنتز شده

ماده سنتز شده ۱ دارای تراز HOMO ، ۵/۶۱ الکترون ولت و تراز LUMO ، ۲/۶ الکترون ولت است. تراز HOMO و LUMO ی ماده ی ۲ نیز به ترتیب ۵/۴۷ و ۲/۲۱ الکترون ولت می باشد. این تراز ها به روش نظریه تابعی چگالی (DFT) اندازه گرفته شد.

ساختار مورد استفاده در این مقاله به صورت ITO/PEDOT:PSS/PVK:TPD:PBD:x/BCP/Ca/Al طراحی شد. در این ساختار به جای x دو ماده سنتز شده جداگانه دوپ شدند و لایه نورگسیل حاصل به صورت چرخشی لایه نشانی شد. در این ساختار ITO به عنوان الکترود کاتد، پلیمر PEDOT:PSS به عنوان تزریق کننده حفره، لایه تجمیعی PVK:TPD:PBD:x به عنوان لایه ی نور گسیل، BCP مسدود کننده حفره، Ca تزریق کننده الکترون، Al الکترود کاتد و حفاظت کننده آلومینیوم در برابر رطوبت واکسیژن هستند.

در شکل ۲ ساختار دیود نورگسیل آلی و ترازهای انرژی آن قابل مشاهده است.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد



شکل ۲: ساختار دیود نور گسیل آلی آبی و تراز های انرژی آن

برای ساخت دیود نور گسیل آلی ابتدا زیر لایه های رسانای شفاف ITO را در حلال های استون، ایزوپروپانول، اتانول و نهایت در آب مقطر به مدت ۱۴ دقیقه در حمام آلتراسونیک می شوییم و سپس با گاز نیتروژن خشک می کنیم. بعد از آماده سازی زیر لایه ها، PEDOT:PSS و بعد ازآن لایه نور گسیل به روش چرخشی با سرعت ۳۰۰۰ دور در دقیقه لایه نشانی شدند. بعد از لایه نشانی هریک از لایه ها جهت پخت لایه، تبخیر حلال و رسیدن به سطح هموارتر نمونه ها را در آون قرار می دهیم.

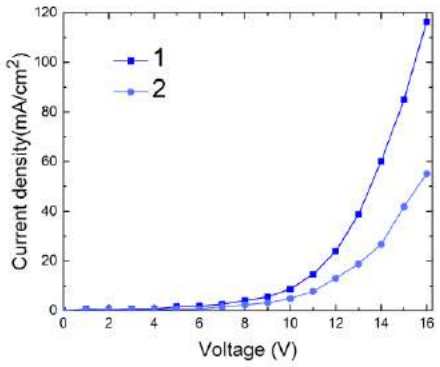
لایه های BCP ، Ca و Al نیز به روش تبخیری بوسیله ی دستگاه لایه نشانی تحت خلا به ترتیب در فشار های

۱۰-۵×۵ ، ۱۰-۵×۳ و ۵-۱۰×۲ میلی بار، لایه نشانی شدند.



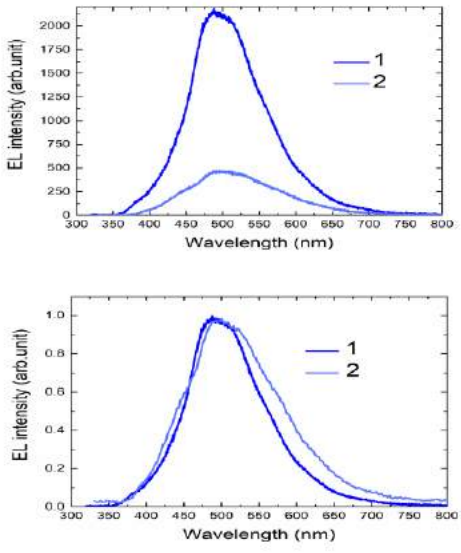
شکل ۳: دستگاه لایه نشانی تحت خلا در محیط گاز خنثی آرگون

پس از ساخت قطعات برای اندازه گیری جریان و ولتاژ از دستگاه Kiethley 2400 استفاده شد. نمودار چگالی جریان-ولتاژ (J-V) این قطعات را در شکل ۴ مشاهده می نمایید. همانطور که در این نمودار ملاحظه می شود ولتاژ روشن شدن قطعات ساخته شده با حضور ماده سنتزشده ۱ نسبت به قطعات ساخته شده با ماده ۲ کمتر است. دلیل این کاهش، اختلاف کمتر تراز HOMO و LUMO ماده ۱ نسبت ماده ۲ است که منجر به بالانس بهتر الکترون و حفره در ناحیه نور گسیل شده و انتقال بار و انرژی از میز بان PVK به ماده نور گسیل بهتر صورت می گیرد. که در نتیجه ولتاژ کاری، کاهش می یابد.



شکل ۴:نمودار چگالی جریان-ولتاژ مربوط به استفاده از دو ماده ی۱ و ۲ درساختار ITO/PEDOT:PSS/PVK:TPD:PBD:x/BCP/Ca/Al

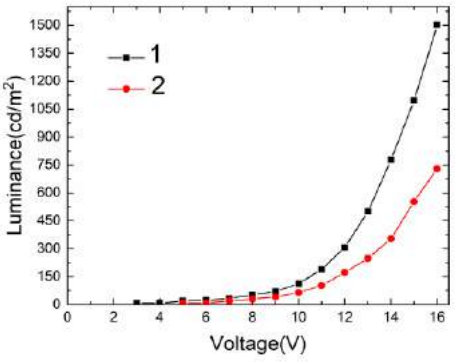
برای اندازه گیری طیف الکترولومینانس دیود های نور گسیل آلی ساخته شده، از طیف سنج Ocean Optic HR-2000 استفاده شد. نمودار طیف الکترولومینانس قطعات مورد نظر در شکل ۵ نشان داده شده است. طیف مربوط به قطعه ی حاوی ماده ی ۱ دارای قله ایی در طول موج ۴۸۹ نانومتر و قله ی طیف مربوط به قطعه ی حاوی ماده ۲ در طول موج ۴۹۸ نانومتر است. در نتیجه حضور ماده ی ۱ در ساختار، خلوص رنگی بهتری برای ایجاد نور آبی دارد. همچنین همانطور که از نمودار ها مشخص است شدت الکترولومینانس دیود با حضور ماده ی ۱ بیشتر است. نمودار نرمالیزه شده نیز نشان می دهد که وجود ماده ی ۱ طیفی با پهنای کمتر ایجاد کرده که نشان دهنده ی عملکرد بهتر این ماده در گسیل نور آبی می باشد.



شکل ۵: طیف الکترولومینانس مربوط به استفاده از دو ماده ی۱ و ۲ درساختار ITO/PEDOT:PSS/PVK:TPD:PBD:x/BCP/Ca/Al

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

همانطور که از نمودار شدت نور گسیلی قطعات ساخته شده در شکل ۶ مشخص است، شدت روشنایی نمونه های ساخته شده با ماده ی ۱ نسبت به نمونه های ساخته شده با ماده ی ۲ بیشتر است که دلیل آن به خاطر مطابقت بیشتر تراز های HOMO و LUMO ماده ی ۱ با تراز های سایر مواد موجود در ساختار و همچنین تزریق بهتر الکترون به تراز LUMO این ماده نسبت به ماده ۲ می باشد.



شکل ۶ : نمودار شدت نور گسیلی مربوط به استفاده از دو ماده ی۱ و ۲ درساختار ITO/PEDOT:PSS/PVK:TPD:PBD:x/BCP/Ca/Al

تصویر دیود های نور گسیل آلی ساخته شده را نیز در شکل ۷ ملاحظه می نمایید.



شکل ۷:تصویر دیود های روشن شده، سمت راست:دیود با ماده نور گسیل۱، سمت چپ: دیود با ماده نور گسیل۲

۳- نتیجه‌گیری

در این پروژه موفق به ساخت دیود نور گسیل آلی آبی با استفاده از مواد سنتز شده با دوپ کردن هریک از آن ها در سیستم میهمان- میزبان شدیم در حقیقت نوع ساختار انتخاب شذه به گونه ایی بود که با تراز ها ی مواد جدید مطابقت زیادی داشت که همین امر موجب ساخت قطعاتی با شدت نور گسیلی نسبتا خوب شد. همچنین نتایج بدست آمده حاکی از آن است که ماده ی ۱ کارایی بهتری در ساختار مورد استفاده دارد زیرا با ولتاژ پایین تر روشن می شود، طیف آن نسبت به طیف ماده ی ۲ بهتر است و شدت نور گسیلی حاصله با توجه به ساختار یکسان در قطعات و فقط تغییر نوع ماده ی نورگسیل، در ماده ی ۱ بهتر می باشد.

مراجع

[1] Reineke, Sebastian, Michael Thomschke, Björn Lüssem, and Karl Leo. "White organic light-emitting diodes: Status and perspective." *Reviews of Modern Physics* 85, no. 3 (2013): 1245.

[2] Helander, M. G., Z. B. Wang, J. Qiu, M. T. Greiner, D. P. Puzzo, Z. W. Liu, and Z. H. Lu. "Chlorinated indium tin oxide electrodes with high work function for organic device compatibility." *Science* 332, no. 6032 (2011): 944-947.

[3] Yang, Xiaolong, Xianbin Xu, and Guijiang Zhou. "Recent advances of the emitters for high performance deep-blue organic light-emitting diodes." *Journal of Materials Chemistry C*3, no. 5 (2015): 913-944.

[4] Zhu, Minrong, and Chuluo Yang. "Blue fluorescent emitters: design tactics and applications in organic light-emitting diodes." *Chemical Society Reviews* 42, no. 12 (2013): 4963-4976.

[5] Kamtekar, Kiran T., Andrew P. Monkman, and Martin R. Bryce. "Recent advances in white organic Light-Emitting materials and devices (WOLEDs)." *Advanced Materials* 22, no. 5 (2010): 572-582.

[6] Farinola, Gianluca M., and Roberta Ragni. "Electroluminescent materials for white organic light emitting diodes." *Chemical Society Reviews* 40, no. 7 (2011): 3467-3482.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

بررسی خواص اپتیکی بافت‌های خوش‌خیم و بدخیم مغز انسان

مجتبی حسین زاده[۱]، سمیه سلمانی [۱و۲] و محمد حسین مجلس آرا[۱و۲]

[۱] آزمایشگاه فوتونیک، دانشکده فیزیک، دانشگاه خوارزمی، تهران

[۲] پژوهشکده علوم کاربردی،دانشگاه خوارزمی،کرج

چکیده - در این مقاله، خواص اپتیکی تومورهای خوش‌خیم و بدخیم مغز انسان به منظور ارائه یک روش جدید تشخیص اپتیکی بررسی شده است. رفتار غیرخطی تمام نمونه‌ها با استفاده از تکنیک زد- اسکن و همچنین چگالی نوری (جذب نوری) آنها توسط یک چیدمان اپتیکی ساده مطالعه شده است. نتایج تجربی بدست آمده نشان می‌دهد که چگالی نوری بافت‌های بدخیم بیشتر از بافت‌های خوش‌خیم می‌باشد و همچنین رفتار غیرخطی بافت‌های خوش‌خیم و بدخیم کاملا متفاوت می‌باشد. بطور واضح، ضریب شکست غیرخطی برای تومور خوش‌خیم با علامت منفی و برای تومور بدخیم با علامت مثبت ظاهر می‌شود. خلاصه، این مطالعه نشان می‌دهد که تکنیک زد- اسکن می‌تواند برای تشخیص زود هنگام بافت مغزی بدخیم از خوش‌خیم مورد استفاده قرار گیرد.

کلید واژه- بافت مغزی خوش‌خیم و بدخیم، تشخیص اپتیکی، تکنیک زد- اسکن، چگالی نوری، ضریب شکست غیرخطی.

Optical properties investigation of benign and malignant human brain tissues

Mojtaba Hosseinzadeh[1], Somayeh Salmani[1,2], and M. H. Majles Ara[1,2]

[1]Photonics Lab., Department of Physics, Kharazmi University, Tehran, Iran

[2]Research Institute of Applied Sciences, Kharazmi University, Karaj, Iran

Abstract- In this paper, the optical properties of benign and malignant human brain tumors has been investigated to provide a new optical diagnosis method. The nonlinear behavior of all samples has been studied using Z-scan technique and also, their optical density (optical absorbance) by a simple optical setup. The obtained experimental results show that optical density for malignant is more than benign tissues and also, nonlinear behavior of benign and malignant tissues is completely different. Obviously, the nonlinear refractive index appears for benign tumor with negative sign and for malignant tumor with positive sign. In summary, this study shows that Z-scan technique can be used for early diagnosis of malignant brain tissue from benign.

Keywords: Malignant and benign brain tissue, Optical diagnosis, Z-scan technique, Optical density, Nonlinear refractive index.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

مغز یک قسمت از دستگاه عصبی مرکزی می‌باشد که ترکیبی از تک سلول‌هاست، این سلول‌ها در ساختار و عملکردشان با هم فرق دارند اما همه عملکرد نرمالی را دنبال می‌کنند که توسط دئوکسی ریبونوکلئیک اسید، ماده ژنتیکی داخل هسته‌ی سلول، هدایت می‌شوند [۱]. تومورهای خوش‌خیم اغلب رشد آهسته‌ای دارند و سلول-هایشان تقریباً شبیه سلول‌های طبیعی مغزی هستند اما تومورهای بدخیم تمایل به رشد سریع و آسیب رساندن به سلول‌های مغزی نرمال اطرافشان را دارند و دارای سلول-های کاملا غیرطبیعی می‌باشند [۲]. استفاده از علم فوتونیک برای تشخیص اپتیکی تأثیر عمده‌ای روی مراقبت سلامتی دارد، بیوفوتونیک امید زیادی را در تشخیص زود هنگام بیماری و روش‌های جدید درمان هدایت نوری ارائه می‌کند [۳]. برهمکنش لیزر با بافت‌های بیولوژیکی اطلاعاتی در زمینه‌ی ویژگی‌های اپتیکی بافت در اختیار ما می‌گذارد. از جمله روش‌هایی که برای بدست آوردن ویژگی‌های اپتیکی بافت بیولوژیکی مورد استفاده قرار می-گیرد به کارگیری کره‌های جمع کننده و تکنیک چرخه ی مونت کارلو و همچنین تئوری کابلکا– مانک می‌باشد [۴،۵]. تکنیک‌های اسپکتروسکوپی به عنوان کاوش‌های اپتیکی نیز مورد استفاده قرار می‌گیرند، یکی از تکنیک‌های مهم برای بررسی کردن بافت بیولوژیکی به منظور تشخیص زود هنگام سرطان، فلورسانس بافت می‌باشد، هر بافت بیولوژیکی به خودی خود دارای مقداری مولکول فلورسانس می‌باشد [۶]. در این مقاله، ما ویژگی‌های اپتیکی تومورهای مغزی خوش-خیم و بدخیم انسانی را در دو رژیم خطی و غیرخطی مورد بررسی قرار داده‌ایم، در رژیم خطی، چگالی نوری (جذب نوری) یکی از پارامترهای مفید برای جذب نور در بافت می‌باشد [۳]. همچنین در رژیم غیرخطی، تکنیک زد-اسکن برای بررسی رفتار غیرخطی و اندازه‌گیری ضریب شکست غیرخطی ماده به کار برده می‌شود [۷-۹].

۲- مواد و روش‌ها

۲-۱- آماده سازی ماده

رایج ترین مرحله در مطالعه‌ی بافت‌ها، تهیه مقاطع بافت می‌باشد. از آنجایی که بافت‌ها معمولا برای عبور نور از آنها خیلی ضخیم هستند باید به مقاطع نازک‌تر برش داده شوند. جهت جلوگیری از انهدام بافت توسط آنزیم‌ها یا باکتری‌ها و حفظ ساختار فیزیکی آنها، بافت‌ها باید بعد از جدا شدن از بدن پرداخت گردند. این پرداخت بافت، فیکساسیون یا ثبوت بافت نامیده می‌شود که معمولا شامل فرو بردن بافت در عوامل تثبیت کننده جهت حفظ مشخصات مورفولوژیک آنها می‌باشد. بافت‌ها توسط دستگاه میکروتوم به فیلم‌های نازک برش داده می‌شوند و سپس روی لام (اسلاید شیشه ای) قرار می‌گیرند. بافت تومورهای مغزی انسان که در این مقاله مورد مطالعه قرار گرفته‌اند، تومورهای مغزی اولیه می‌باشند که توسط دستگاه میکروتوم به ضخامت ۳ میکرون برش داده شده‌اند. لازم به ذکر است که این بافت‌ها از بیماران مختلف (زن و مرد) و در دو نوع بافت خوش‌خیم و بدخیم مغزی می‌باشند که در بخش بافت شناسی و آسیب شناسی دانشگاه علوم پزشکی و خدمات درمانی شهید بهشتی کاشان تهیه شده‌اند.

۲-۲- روش‌های اپتیکی

با استفاده از لیزر پیوسته Nd:YAG با طول موج ۵۳۲nm و توان ۵۰mw تمام نمونه ها مورد بررسی قرار گرفتند. در فرآیند جذب، شدت موج الکترومغناطیسی فرودی به هنگام عبور از بافت تضعیف می‌شود. توانایی جذب یک محیط به ساختار مولکول‌های آن محیط، طول موج تابشی، ضخامت لایه جاذب و غلظت عناصر جاذب بستگی دارد. یکی از پارامترهای مربوط به جذب نور در بافت که مورد استفاده قرار می‌گیرد به عنوان مقدار جذب یا چگالی نوری شناخته می‌شود [۳] :

$$OD = A = \log\left(\frac{I_0}{I}\right) \qquad (۱)$$

(I_0) شدت نور ورودی به نمونه و (I) شدت نور خروجی از نمونه می‌باشد. با استفاده از یک چیدمان اپتیکی ساده که در شکل ۱ آورده شده است، شدت نور ورودی به نمونه‌ها و شدت نور خروجی از آنها در طول موج ۵۳۲ نانومتر ثبت گردید.



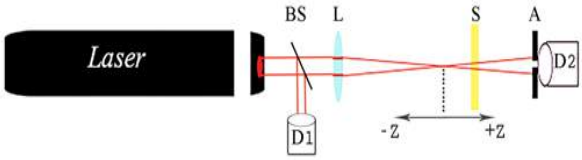
شکل۱: چیدمان اپتیکی برای سنجش چگالی نوری بافت تومورهای مغزی. (P) قطبشگر، (S) نمونه مورد آزمایش و (D) آشکارساز.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

با استفاده از چیدمان اپتیکی جاروب محوری (زد- اسکن) دریچه بسته مطابق با شکل ۲ رفتار غیرخطی نمونه‌ها مورد بررسی قرار گرفت. همانطور که نشان داده شده است یک باریکه لیزر پر شدت از میان یک عدسی با فاصله کانونی بزرگ عبور کرده و کانونی می‌شود. نمونه مورد آزمون، در محدوده‌ی کانونی باریکه کانونی شده ، حرکت می‌کند و اصطلاحاً محور را جاروب می‌کند [۱۰]، در نهایت توان عبوری از نمونه بر حسب مکان قرارگیری نمونه ثبت می‌گردد. ضریب شکست غیرخطی از معادله (۲) بدست می‌آید [۹]:

$$n_2 = \frac{\lambda \Delta T_{P-V}}{2\pi L_{eff}\,(0.406)(1-S)^{0.25} I_0} \qquad (۲)$$

که λ طول موج لیزر، ΔT_{P-V} اختلاف بیشینه– کمینه‌ی توان عبوری بهنجار شده، I_0 شدت در نقطه‌ی کانونی می‌باشد. $L_{eff} = \left(1-e^{-\alpha L}\right)/\alpha$ طول موثر نمونه، L طول نمونه و α ضریب جذب خطی نمونه می‌باشد.

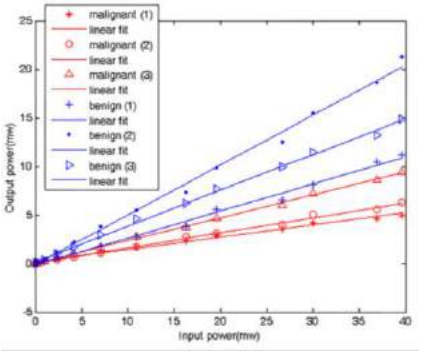


شکل۲: چیدمان زد-اسکن برای سنجش رفتار غیرخطی بافت تومورهای مغزی. (BS) مقسم پرتو، (L) عدسی، (S) نمونه، (A) روزنه، (D1) آشکارساز ۱، (D2) آشکارساز۲.

$S = 1 - \exp\left(-2r_a^2/w_a^2\right)$ کسری از شدت نور ورودی است (در غیاب نمونه) که از دریچه عبور می‌کند. r_a شعاع دریچه و w_a شعاع پرتو گاوسی در صفحه دریچه می‌باشد- [۱۱].

۳- نتایج تجربی

در رژیم خطی، با توجه به چیدمان اپتیکی نشان داده شده در شکل ۱، هر نمونه بعد از قطبشگر قرار گرفته و توان عبوری از نمونه ها بر حسب توان فرودی به آنها آشکارسازی شد. شکل ۳ بطور واضح نشان می‌دهد که توان عبوری از تومورهای مغزی بدخیم در برابر تومورهای مغزی خوش-خیم کمتر است، بنابراین چگالی نوری برای تومورهای مغزی بدخیم نسبت به تومورهای مغزی خوش‌خیم بیشتر می‌باشد. با توجه به معادله (۱) و همچنین نسبت توان‌ها که با محاسبه‌ی شیب خط برازش شده روی داده‌های تجربی در شکل ۳ بدست می‌آید، چگالی نوری (جدول ۱) برای نمونه‌ها محاسبه شد.



شکل ۳: توان خروجی بر حسب توان ورودی برای تومورهای مغزی خوش‌خیم و بدخیم به همراه برازش خطی داده‌ها.

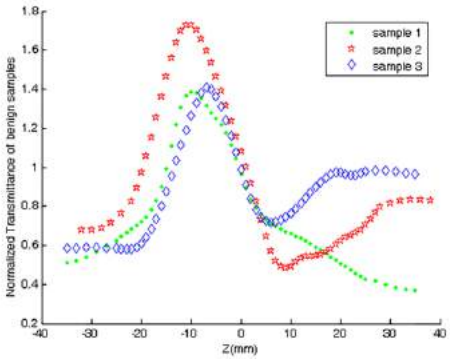
جدول ۱: چگالی نوری بافت خوش‌خیم و بدخیم تومورهای مغزی انسان

نوع بافت	نمونه	جذب نوری (OD)	جذب نوری میانگین (OD_{mean})
تومور مغزی خوش‌خیم	Benignant (1)	۱,۲۸	۰,۹۸
	Benignant (2)	۰,۶۶	
	Benignant (3)	۰,۹۹	
تومور مغزی بدخیم	Malignant (1)	۲,۰۶	۱,۷۹
	Malignant (2)	۱,۸۶	
	Malignant (3)	۱,۴۴	

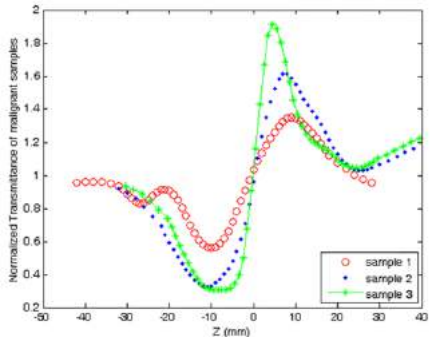
در رژیم غیرخطی با توجه به شکل ۲، با حرکت نمونه اطراف کانون توان عبوری از نمونه ها آشکار سازی شد. ما در این روش از لیزر با طول موج ۵۳۲ نانومتر استفاده کردیم. نمودار توان عبوری بهنجار شده برحسب مکان بهنجار شده برای نمونه های مختلف در شکل‌های ۴ و ۵ نشان داده شده است. برای بافت خوش‌خیم در شکل ۴، توان عبوری ابتدا با یک قله قبل از کانون و سپس با یک دره بعد از کانون همراه است که نشاندهنده‌ی ضریب شکست غیرخطی منفی برای این نمونه‌ها می‌باشد و پدیده خود واکانونی رخ داده است. در شکل ۵ برای بافت‌های بدخیم پدیده خودکانونی رخ داده است و همانطور که مشاهده می‌گردد توان عبوری ابتدا با یک دره و سپس با یک قله همراه است

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

که نشان می‌دهد ضریب شکست غیرخطی دارای علامت مثبت می‌باشد. آنچه حائز اهمیت است تغییر علامت ضریب شکست غیرخطی تومور خوش‌خیم و بدخیم نسبت به یکدیگر می‌باشد، با این وجود میانگین ضریب شکست غیر-خطی برای بافت خوش‌خیم و بدخیم در جدول ۲ آورده شده است. مرتبه n_2 برای تمام نمونه ها 10^{-5} می‌باشد.



شکل ۴: نمودار جاروب محوری (زد- اسکن) بافت تومورهای مغزی خوش‌خیم.



شکل ۵: نمودار جاروب محوری (زد- اسکن) بافت تومورهای مغزی بدخیم.

جدول ۲: میانگین ضریب شکست غیرخطی بافت خوش‌خیم و بدخیم تومورهای مغزی

بافت تومور مغزی	میانگین ضریب شکست غیرخطی (cm^2/w)
خوش خیم	**$-4{,}28 \times 10^{-5}$**
بد خیم	**$+9{,}23 \times 10^{-5}$**

۴- نتیجه گیری

با استفاده از تکنیک زد- اسکن در رژیم غیرخطی و چیدمان اپتیکی مناسب در رژیم خطی، ویژگی‌های اپتیکی بافت تومورهای مغزی اندازه‌گیری شد. این ویژگی‌ها متناسب با نوع تومور (خوش‌خیم و بدخیم)، کاملا با یکدیگر متفاوت بودند. تفاوت رفتار بافت خوش‌خیم و بدخیم تومورهای مغزی، به ویژه تغییر علامت ضریب شکست غیرخطی با تکنیک زد- اسکن، می‌تواند به عنوان یک روش تشخیص اپتیکی بافت سرطانی از غیرسرطانی مورد استفاده قرار گیرد. در نتیجه، برهمکنش لیزر با بافت تومورهای مغزی می‌تواند اطلاعات اپتیکی مناسبی از رفتار تومورهای خوش-خیم و بدخیم در اختیار ما قرار دهد، که با استفاده از این اطلاعات قادر به تشخیص تومورها از یکدیگر خواهیم بود.

سپاسگزاری

وظیفه دانسته از مدیر گروه بافت شناسی و آسیب شناسی دانشگاه علوم پزشکی کاشان، دکتر خامه‌چیان به سبب در اختیار قرار دادن بافت‌های مغزی برای انجام این پژوهش سپاسگزاری نماییم.

مراجع

[1] V. Stark-Vance, M. L. Dubay, *100 Questions & answers about brain tumors*, Jones & Bartlett Learning, 2010.
[2] K. J. Zülch, *Brain tumors: their biology and pathology*, Springer-Verlag, 2013.
[3] P. N. Prasad, *Introduction to biophotonics*, John Wiley & Sons, 2004.
[4] A. N. Yaroslavsky, P. C. Schulze, I. V. Yaroslavsky, R. Schober, F. Ulrich, and H. J. Schwarzmaier, "Optical properties of selected native and coagulated human brain tissues in vitro in the visible and near infrared spectral range" Physics in medicine and biology 47, no. 12, 2059, 2002.
[5] N. Honda, K. Ishii, T. Terada, T. Nanjo, and K. Awazu, "Determination of the tumor tissue optical properties during and after photodynamic therapy using inverse Monte Carlo method and double integrating sphere between 350 and 1000 nm." Journal of biomedical optics 16, no. 5, 058003-058003, 2011.
[6] A. Kim, M. Khurana, Y. Moriyama, and B. C. Wilson, "Quantification of in vivo fluorescence decoupled from the effects of tissue optical properties using fiber-optic spectroscopy measurements" Journal of biomedical optics15, no. 6, 067006-067006, 2010.
[7] M. Sheik-Bahae, A. A. Said, D. J. Hagan, M. J. Soileau, and E. W. Van Stryland, "Nonlinear refraction and optical limiting in, " Optical engineering 30, no. 8, 1228-1236, 1991.
[8] R. DeSalvo, M. Sheik-Bahae, A. A. Said, D. J. Hagan, and E. W. Van Stryland, "Z-scan measurements of the anisotropy of nonlinear refraction and absorption in crystals" Optics letters 18, no. 3, 194-196, 1993.
[9] M. Sheik-Bahae, A. A. Said, and E. W. Van Stryland, "High-sensitivity, single-beam n 2 measurements" Optics letters 14, no. 17, 955-957, 1989.
[10] E. W. Van Stryland, and M. Sheik-Bahae, "Z-scan measurements of optical nonlinearities" Characterization techniques and tabulations for organic nonlinear materials 18, no. 3, 655-692, 1998.
[11] M. Sheik-Bahae, A. A. Said, T. H. Wei, D. J. Hagan, and E. W. Van Stryland, "Sensitive measurement of optical nonlinearities using a single beam" IEEE journal of quantum electronics 26, no. 4, 760-769, 1990.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

آنالیز کمّی سرم خون بر اساس روش طیف‌سنجی رامان با استفاده از رگرسیون چندمتغیره حداقل مربعات جزئی

مریم بحرینی[۱] ، احمد حسین‌زادگان[۲] ، آرین رشیدی[۳] ، حمیدرضا میرزائی[۴] ، پرستو حاجیان[۴]
[۱] آزمایشگاه طیف‌سنجی کاربردی، مرکز علم و فناوری لیزر و اپتیک، تهران
[۲] پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی ره، تهران
[۳] آزمایشگاه پاتولوژی، بیمارستان شهدای تجریش، دانشگاه علوم پزشکی شهید بهشتی ره، تهران
[۴] مرکز تحقیقات سرطان، بیمارستان شهدای تجریش، گروه آنکولوژی رادیولوژی، دانشگاه علوم پزشکی شهید بهشتی ره، تهران

چکیده – آزمایش خون یک ابزار مهم برای تشخیص بیشتر بیماری‌ها می‌باشد. بنابراین روش‌های اندازه‌گیری آن اهمیت ویژه‌ای دارند. طیف‌سنجی رامان یک ابزار مناسب برای اندازه‌گیری اجزای خون می‌باشد، زیرا درعین‌حال که به مقدار اندکی از نمونه احتیاج دارد اما می‌تواند غلظت بسیار از اجزای موجود در خون را تنها با یک‌بار آزمایش و در مدت‌زمان کم اندازه‌گیری نماید. در این کار غلظت‌های تری-گلیسرید، کلسترول، گلوکز، *HDL* و *LDL* برای ۴۰ نمونه سرم خون با طیف‌سنجی رامان همراه با تحلیل چند متغیره رگرسیون حداقل مربعات جزئی بررسی‌شده است. در همه اندازه‌گیری‌ها از طول‌موج تحریک ۵۳۲ نانومتر استفاده شده است. برای همه کمیت‌ها ضریب همبستگی معنادار و بیش از ۹۴٪ بود. بعلاوه در این کار برای اولین بار ضریب همبستگی برای *LDL* بیشتر از ۹۵٪ به دست آمد. نتایج نشان می‌دهند که طیف‌سنجی رامان می‌تواند غلظت کمیت‌های موجود در سرم خون را تنها با یک آزمایش با دقت قابل‌قبول اندازه‌گیری کند.

کلید واژه- سرم خون، رگرسیون حداقل مربعات جزئی، طیف‌سنجی رامان

Quantitative analysis of the blood serum based on Raman spectroscopy method using partial least squares regression

Maryam Bahreini 1, Ahmad Hosseinzadegan 2, Arian Rashidi 3, Hamid Reza Mirzaei 4, Parastoo Hajian 4
1 Applied Spectroscopy Laboratory, Laser and Optics Science and Technology Center, Tehran
[2] Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Tehran
[3] Clinical Pathology Laboratory, Shohadae Tajrish Hospital, Shahid Beheshti University of Medical Sciences, Tehran
[4] Cancer Research Center, Shohadae Tajrish Hospital, Department of Radiation Oncology, Shahid Beheshti University of Medical Sciences, Tehran

Abstract- Blood tests are one of the most important tools in most medical diagnosis. Therefore, the methods of measuring blood components are very important. Raman spectroscopy is a suitable tool for measuring blood components, because while it needs a small amount of sample, it can measure the concentration of the components in the blood with a single test, and in a short time. In this work, cholesterol, glucose, high density lipoprotein (HDL), low density lipoprotein (LDL) and triglycerides concentrations were investigated quantitatively for 40 serum samples using Raman spectroscopy whit partial least square (PLS) regression. In all measurements, the 532 nm excitation wavelength is used. For all quantities, a correlation coefficient was significant and more than 94%. In addition, for the first time, the correlation coefficient for LDL was obtained more than about 95%. The results show that Raman spectroscopy can measure the concentration of blood serum components in a single test with an acceptable accuracy.

Keywords: Blood serum, Partial least square regression, Raman spectroscopy

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

خون یکی از مهم‌ترین مایعات بدن می‌باشد که می‌تواند بیماری‌ها، جراحت و نارسایی اندام‌ها را نشان دهد. برای مثال به گزارش سازمان جهانی سلامت بیش از ۴۰۰ میلیون نفر به دیابت مبتلا هستند و نیاز دارند که چندین مرتبه در روز سطح قند خون آن‌ها اندازه‌گیری شود[۱]. این تعداد از آزمایش‌ها و اهمیت آن محققان را بر آن داشته تا روش‌های موجود را بهبود بخشند. یک روش ایده‌آل باید دقیق، سریع، ارزان قیمت و بدون نیاز به معرف باشد.

امروزه در آزمایشگاه‌های خون سطح گلوکز و کلسترول با استفاده از تست‌های آنزیمی اندازه‌گیری می‌شود[۲]. در این روش برای هر کمیت معرف منحصر به آن وجود دارد که این یعنی تعداد بسیار زیاد معرف‌ها. بنابراین روش‌های فاقد معرف نظیر روش‌های اپتیکی یک پیشرفت در زمینه آزمایش خون می‌باشند. از این رو بسیاری از پژوهشگران روش‌های اپتیکی را برای بررسی اجزای خون برگزیدند. فلورسانس، قطبش پذیری و طیف‌سنجی رامان ازجمله روش‌هایی هستند که برای اندازه‌گیری خون مورد مطالعه قرارگرفته‌اند. در مورد روش فلورسانس باید توجه داشت این روش کیفی بوده و برای اندازه‌گیری کمّی مناسب نیست[۳]. در روش قطبش پذیری از تغییرات زاویه قطبش پرتو بازتابی از چشم غلظت گلوکز موجود در چشم را اندازه‌گیری می‌کند. در چشم تنها ماده فعال نوری گلوکز می‌باشد[۴]. این روش برای خون که در آن چندین ماده فعال نوری نظیر پروتئین وجود دارد موثر نیست.

بعلاوه روش‌هایی که بیان شد تنها یک کمیت را می‌توانند بررسی کنند درحالی‌که روش طیف‌سنجی رامان می‌تواند چندین المان را در یک آزمایش بررسی کند. این یک برتری بزرگ است که یک روش اندازه‌گیری قادر است چندین کمیت را یکجا بررسی کند. طیف‌سنجی رامان یک روش اپتیکی بر پایه پراکندگی غیر الاستیک نور با ماده می‌باشد. در این روش اختلاف انرژی بین باریکه فرودی و پراکنده برابر با انرژی یک نوسان مولکولی می‌باشد. بنابراین طیف‌سنجی رامان می‌تواند تغییرات در مرتبه مولکولی را تشخیص دهد. بعلاوه طیف‌سنجی رامان یک روش غیرتهاجمی می‌باشد که قادر است تغییرات مولکولی را در لحظه بررسی کند. این ویژگی طیف‌سنجی رامان را به یک ابزار قدرتمند برای بررسی نمونه‌های زیستی تبدیل کرده است.

با توجه به مزیت‌های فراوان طیف سنجی رامان در اندازه-گیری کمّی خون در این کار غلظت‌های ترکیباتی چون: تری‌گلیسرید، کلسترول، گلوکز، لیپوپروتئین چگال[۱] (HDL) و لیپوپروتئین رقیق[۲](LDL) با استفاده از طیف-سنجی رامان و تحلیل رگرسیون حداقل مربعات جزئی[۳] (PLS) از سرم خون استخراج می‌شود.

۲- روش‌های تجربی

۲-۱- آماده سازی نمونه

برای جمع آوری نمونه در آزمایشگاه خون ۴۰ نمونه به شکل تصادفی انتخاب گردید. سپس برای جداسازی سرم، نمونه‌های خون به مدت ۱۰ دقیقه با سرعت ۳۰۰ دور در دقیقه سانتریفیوژ شدند. غلظت‌های تری‌گلیسرید، کلسترول، گلوکز، HDL و LDL با استفاده از روش آنزیمی اندازه‌گیری شد. سپس نمونه‌های سرم در لوله‌های آزمایشگاهی شیشه‌ای به آزمایشگاه طیف‌سنجی جهت تست رامان منتقل گردید.

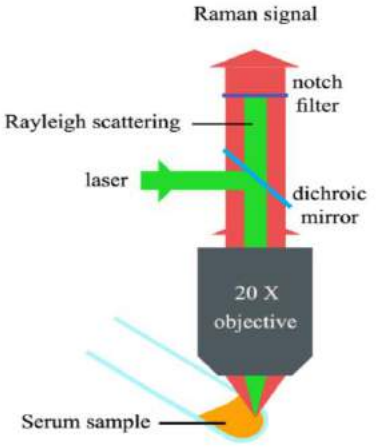
۲-۲- چیدمان تجربی

برای اندازه‌گیری‌های میکرو-رامان یک چیدمان بر اساس پراکندگی بازگشتی آماده‌سازی کردیم. در این چیدمان طول‌موج تحریک ۵۳۲ نانومتر و انرژی تحریک ۷۰ میلی-وات است. از یک شیئی ۲۰ برابر کننده برای تمرکز نور روی نمونه و جمع‌آوری نور پراکنده استفاده شده است. هر طیف از میانگین‌گیری ده طیف که هرکدام ۱ ثانیه جمع‌آوری شده به دست آمد. همان‌طور که در شکل ۱ نشان داده شده در این چیدمان باریکه لیزر با شیئی روی نمونه متمرکز می‌شود، سپس نور پراکنده شده توسط شیئی جمع شده و به آینه دیکروئیک می‌رسد. آینه دیکروئیک همه پرتوهای پراکنده شده را عبور می‌دهد و قسمت عمده پرتو فرودی را بازتاب می‌دهد. برای حذف

---

[۱] High Density Lipoprotein
[۲] Low Density Lipoprotein
[۳] Partial Least Square

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد



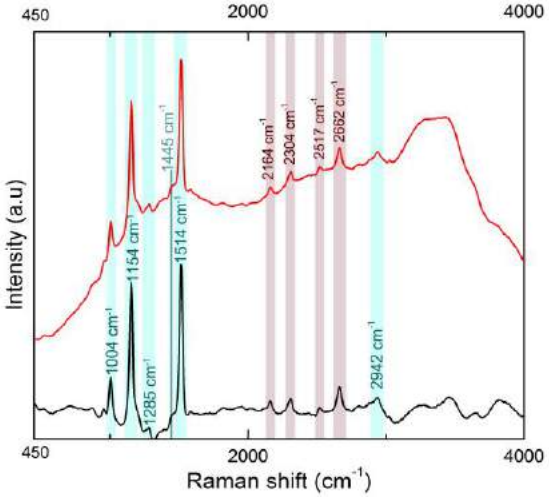
شکل ۱ : طرح‌واره‌ای از چیدمان رامان

تمام باریکه فرودی یک فیلتر ناچ بعد از آینه دیکروئیک قرار دادیم. درنهایت باریکه وارد طیف‌سنج می‌شود و طیف شکل می‌گیرد.

۲-۳- تحلیل داده‌ها

در تحلیل داده‌ها ابتدا باید زمینه فلورسانس طیف‌ها حذف شوند. بنابراین با به‌کارگیری روش چندجمله‌ای یک چندجمله‌ای درجه دوازدهم جهت حذف فلورسانس استفاده گردید. سپس داده‌های کمتر از $450\ cm^{-1}$ و بیشتر از $4000\ cm^{-1}$ حذف شده و مابقی به شدت قله $1514\ cm^{-1}$ نرمال شده‌اند. فرض می‌کنیم که یک ارتباط خطی بین غلظت نمونه‌ها و شدت‌های طیفی برقرار است. چون در اینجا تعداد متغیرهای مستقل(داده‌های رامان) خیلی بیشتر از متغیرهای وابسته(غلظت نمونه‌ها برای هر کمیت) است روش رگرسیون PLS تنها روش ممکن برای تحلیل داده‌ها می‌باشد. روش PLS شامل یک مجموعه گسترده از روش‌ها می‌باشد که به‌طورکلی با استفاده از یک سری متغیرهای پنهان[۴](LVs) بین یک مجموعه از متغیرهای مشاهده شده ارتباط برقرار کند. در واقع هر LV ترکیب خطی از متغیرهای مستقل(داده‌های رامان) می‌باشد که بیشتر ویژگی‌های آن‌ها را دارند. بنابراین PLS با این متغیرهای جدید که تعداد آن‌ها کمتر از متغیرهای مستقل است یک ارتباط بین متغیرهای مشاهده شده شکل می‌دهد. در این کار، تحلیل داده‌ها با استفاده از تابع plsregress در نرم‌افزار MATLAB انجام شده است.

[۴]Latent Variables



شکل ۲ : طیف رامان با زمینه فلورسانس و بدون زمینه فلورسانس

۳- نتایج

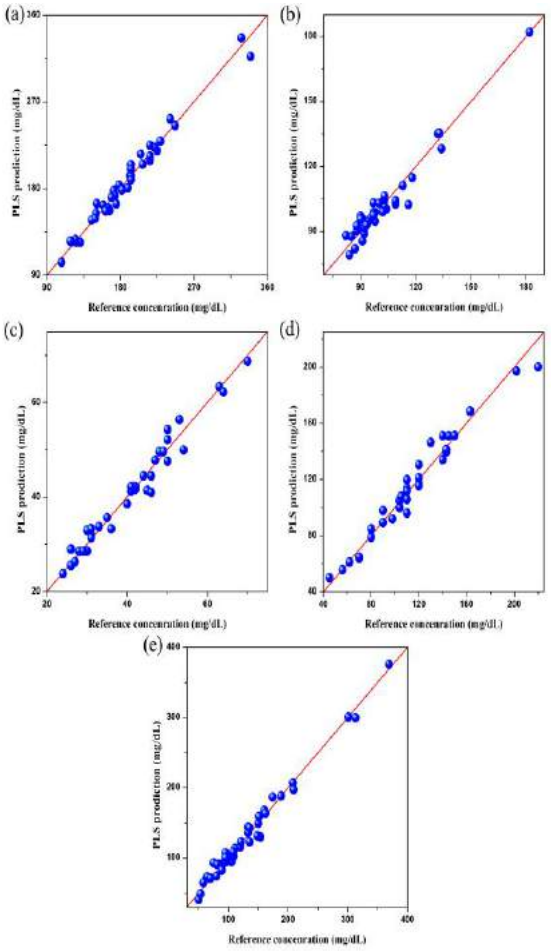
شکل ۲ طیف رامان نمونه سرم را قبل و بعد از حذف زمینه فلورسانس نشان می‌دهد. موقعیت هر قله در شکل مشخص‌شده است. در جدول ۱ مد نوسانی مربوط به هر قله معرفی‌شده است. به‌علاوه با استفاده از این مدها کمیت‌های رامان فعال خون نیز مشخص‌شده است. بنابراین گلوکز، فنیل‌آلانین، پروتئین و ساختارهای لیپیدی چون: کلسترول، تری‌گلیسرید، HDL و LDL رامان فعال می‌باشند و می‌توان تغییرات غلظت آن‌ها را بررسی کرد. در اینجا به‌جز فنیل‌آلانین و پروتئین سایر کمیت‌ها ارزیابی شدند.

جدول ۱ : موقعیت قله، مد نوسانی و المان موجود در خون مربوط به مد مربوطه

قله (cm^{-1})	مد نوسانی	ساختار مرتبط
۱۰۰۴	حلقه اروماتیک اتم‌های کربن	فنیل آلانین، لیپید
۱۱۵۴	کشش پیوند C-C	گلوکز، کلسترول
۱۲۸۵	آمید نوع III	پروتئین
۱۴۴۵	کشش CH_2 و CH_3	پروتئین، لیپید
۱۵۱۴	کشش درون صفحه C=C	لیپید
۲۹۴۲	کشش درون صفحه نامتقارن CH_2	پروتئین، لیپید

نمودار تحلیل PLS برای تری‌گلیسرید، کلسترول، گلوکز، HDL و LDL در شکل ۳ آمده است. همان‌طور که از شکل پیداست یک همبستگی خوب بین داده‌ها ایجاد شده است. با توجه به داده‌های جدول ۲ برای همه کمیت‌ها ضریب همبستگی (r^2) بزرگ‌تر از ۹۴٪ به دست آمده

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد



شکل ۳ : تحلیل رگرسیون PLS ، محور افقی اندازه‌های به دست آمده از تست آنزیمی و محور عمودی داده‌های به دست آمده از مدل PLS. a) کلسترول، b) گلوکز، c) HDL، d) LDL و e) تری‌گلیسرید می‌باشد.

است. این ضریب میزان شباهت مقادیر مرجع را در مقایسه با مقادیر به دست آمده از مدل نشان می‌دهد. معناداری مدل با فاکتور معناداری (r^2_{cv}) مشخص می‌شود. اگر این فاکتور بزرگ‌تر از صفر باشد ضریب همبستگی معنادار می‌باشد[۵]. در اینجا برای همه کمیت‌ها فاکتور معناداری مثبت می‌باشد. در این جدول ریشه میانگین مربع خطا[۵] (RMSE) آمده که در با مشاهده بزرگی میانگین غلظت-های به دست آمده از تست خون[۶] (MBTC) خطای مدل بهتر ارزیابی می‌شود. می‌توان گفت که برای تمام کمیت‌ها مقدار RMSE کمتر از ۱۰٪ از مقادیر مرجع است. درمجموع این نتایج نشان می‌دهند که طیف‌سنجی رامان یک روش قابل اعتماد برای اندازه‌گیری غلظت کمیت‌هایی

جدول ۲: نتایج به دست آمده از مدل PLS برای کمیت‌های موجود در سرم خون

کمیت	r^2	r^2_{cv}	RMSE (mg/dl)	MBTC (mg/dl)
تری‌گلیسرید	۰/۹۸۳	۰/۴۳۱	۸/۷۷	۱۳۲
کلسترول	۰/۹۷۸	۰/۴۷۶	۷/۰۲	۱۸۶
گلوکز	۰/۹۴۵	۰/۳۴۲	۴/۱۹	۱۰۲
HDL	۰/۹۶۸	۰/۴۴۳	۲/۰۳	۴۱
LDL	۰/۹۶۵	۰/۵۵۸	۶/۹۵	۱۱۲

رامان فعال در خون می‌باشند.

مقایسه ضریب همبستگی و RMSE گزارش‌شده برای کارهای پیشین با نتایج ما که در جدول ۲ گزارش شد نشان می‌دهد که در این پژوهش ضریب همبستگی برای تمام کمیت‌ها بهبودیافته است[۶-۸]. این در حالی است که RMSE همچنان قابل‌مقایسه با کمترین مقادیر گزارش‌شده می‌باشد. در این کار ما برای اولین بار موفق به گزارش ضریب همبستگی بیش از ۹۵٪ برای LDL شدیم. در اینجا کل زمان طیف گیری ۱۰ ثانیه است.

۴- نتیجه گیری

در این پژوهش ما با روش طیف‌سنجی رامان همراه با آنالیز تحلیل چند متغیره غلظت کمیت‌های مهم در سرم خون را بررسی کردیم. برای تمام المان‌های اندازه‌گیری شده ضریب همبستگی بیش از ۹۴٪ به دست آمد. نتایج ضریب همبستگی به دست آمده برای تمام کمیت‌ها بهتر از کارهای پیشین است. ما برای اولین بار موفق به اندازه-گیری غلظت LDL در مرتبه بالای ۹۵٪ شدیم. نتایج نشان می‌دهند که طیف‌سنجی رامان یک روش مناسب برای اندازه‌گیری کمّی اجزای خون می‌باشد.

مراجع

[1] *Global report on diabetes*,2016,World Health Organization
[2] On the enzymatic determination of blood glucose,1960,Scandinavian journal of clinical and laboratory investigation
[3] Fluorescent substances in uremic and normal serum,1985,*Clinical chemistry*
[4] Noninvasive glucose sensing utilizing a digital closed-loop polarimetric approach,1997,*IEEE Transactions on Biomedical Engineering*
[5] PLS-regression: a basic tool of chemometrics,2001, Chemometrics and intelligent laboratory systems
[6] Blood analysis by Raman spectroscopy,2002,Optics letters
[7] Multicomponent blood analysis by near-infrared Raman spectroscopy,1999, Applied Optics
[8] Quantitative analysis of serum and serum ultrafiltrate by means of Raman spectroscopy,2004, Analyst

[۵] Root Mean Square Error
[۶] Mean Blood Test Concentration

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

طیف‌سنجی رامان سرم خون به‌منظور امکان‌سنجی تشخیص سرطان معده

مریم بحرینی[۱] ، احمد حسین‌زادگان[۲] ، آرین رشیدی[۳] ، حمیدرضا میرزائی[۴] ، پرستو حاجیان[۴]

[۱] آزمایشگاه طیف‌سنجی کاربردی، مرکز علم و فناوری لیزر و اپتیک، تهران

[۲] پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی ره، تهران

[۳] آزمایشگاه پاتولوژی، بیمارستان شهدای تجریش، دانشگاه علوم پزشکی شهید بهشتی ره، تهران

[۴] مرکز تحقیقات سرطان، بیمارستان شهدای تجریش، گروه آنکولوژی رادیولوژی، دانشگاه علوم پزشکی شهید بهشتی ره، تهران

چکیده –سرطان معده ازجمله سرطان‌هایی می‌باشد که به دلیل نبود روش غربال‌گری مناسب یکی از سرطان‌ها با نرخ مرگ‌ومیر بالا می‌باشد. بنابراین یک روش سریع و غیرتهاجمی برای غربال‌گری سرطان معده بسیار حیاتی است. طیف‌سنجی رامان به دلیل غیر تهاجمی بودن و نیاز به مقدار کم نمونه یک روش مناسب برای بررسی نمونه‌های زیستی می‌باشد. در این پژوهش با استفاده از طیف‌سنجی رامان تمایز بین نمونه سرم خون افراد مبتلا به سرطان معده با افراد سالم بررسی شده است. بدین منظور شش نمونه سرم از بیماران مبتلا به سرطان معده و نوزده نمونه از افراد سالم جمع‌آوری گردید. برای ایجاد تفکیک بین نمونه‌ها از تحلیل تشخیصی حداقل مربعات جزئی استفاده‌شده است. نتایج اولیه نشان می‌دهد که ۹۵٪ بیماران به‌درستی تشخیص داده شدند. این پژوهش نشان می‌دهد که طیف‌سنجی رامان ظرفیت خوبی برای تفکیک بین افراد سالم و بیماران مبتلا به سرطان معده را دارد.

کلید واژه- سرم خون، سرطان معده، طیف‌سنجی رامان

Raman spectroscopy of blood serum for feasibility on diagnosis of gastric cancer

Maryam Bahreini 1, Ahmad Hosseinzadegan 2, Arian Rashidi 3, Hamid Reza Mirzaei 4, Parastoo Hajian 4
1 Applied Spectroscopy Laboratory, Laser and Optics Science and Technology Center, Tehran
2 Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Tehran
[3] Clinical Pathology Laboratory, Shohadae Tajrish Hospital, Shahid Beheshti University of Medical Sciences, Tehran
[4] Cancer Research Center, Shohadae Tajrish Hospital, Department of Radiation Oncology, Shahid Beheshti University of Medical Sciences, Tehran

Abstract- Gastric cancer is a cancer with a high mortality rate, because there is no proper screening method for it. Therefore, a quick and non-invasive method for screening gastric cancer is very necessary. Raman spectroscopy is an appropriate method for examining biological samples, since it is non-invasive method and requires a small amount of sample. In this study, using Raman spectroscopy, a distinction was made between serum samples of people with gastric cancer and healthy subjects Therefore, six serum samples were collected from people with gastric cancer and nineteen healthy subjects. The partial least squares discriminant analysis has been used for the distinction between the samples. The initial results indicate that 95% of patients were correctly diagnosed. The result shows that Raman spectroscopy has a good potential for differentiation between healthy individuals and patients with gastric cancer.

Keywords: Blood serum, Gastric cancer, Raman spectroscopy

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

در سال‌های اخیر سرطان معده یکی از رایج‌ترین سرطان‌ها با مرگ‌ومیر زیاد است و نرخ ابتلای افراد جوان به آن به‌طورجدی در حال رشد می‌باشد. سرطان معده چهارمین سرطان ازنظر شیوع در دنیا و دومین سرطان منجر به مرگ در افراد می‌باشد[۱-۲]. در کشور ایران، این سرطان اولین سرطان ازنظر مرگ‌ومیر در مردان و دومین در زنان است که اگر زود تشخیص داده شود، نرخ نجات از مرگ در بیماران به‌طور قابل‌توجهی افزایش می‌یابد. روش‌های متداول تشخیص سرطان معده گران، وقت‌گیر و اغلب تهاجمی هستند. علاوه بر این، این روش‌ها بسیار وابسته به تجربه پزشک بوده و در بعضی مواقع تشخیص زودهنگام مشکل می‌باشد. به‌منظور تشخیص به‌موقع سرطان معده احتیاج به ترکیب غربالگری اولیه توسط یک روش غیرتهاجمی و پیگیری برای مکان‌یابی توسط آندوسکوپی می‌باشد. کشورهای کمی از برنامه غربالگری استفاده می‌کنند و در اغلب کشورها فقط افراد با ریسک بالا آندوسکوپی می‌شوند. بااینکه روش آندوسکوپی دقیق‌ترین روش برای تشخیص سرطان معده است، برای غربالگری گسترده امکان دسترسی به تجهیزات آندوسکوپی و متخصص، حتی در کشورهای توسعه‌یافته هم جای سوال دارد. بنابراین بعضی‌اوقات مطالعات باریوم یا تست پپسینوژن سروم به‌عنوان روش غربالگری اولیه بکار می‌رود و پس‌ازآن موارد مشکوک آندوسکوپی می‌شوند[۳] به همین دلیل، نیاز مبرمی به پیدا کردن یک روش سریع و غیرتهاجمی برای تشخیص سرطان معده احساس می‌شود.

طیف‌سنجی رامان یک روش اپتیکی بر اساس پراکندگی غیر الاستیک نور از ماده می‌باشد که می‌تواند اطلاعاتی درباره نوسانات مولکولی نمونه فراهم کند این روش ازآن‌جهت برای آنالیز مواد بیولوژیکی مناسب است که این امکان را فراهم می‌آورد تا انرژی ارتعاشی مولکول‌ها بدون نابودی یا تغییر بافت، تعیین شود و اطلاعات کمّی از ساختار مولکول را فراهم می‌آورد. از آنجا که طیف رامان متشکل از باندهای تیز با ویژگی‌های خاص برای هر مولکول است، یک ماده توسط طیف خاص آن قابل تشخیص است. تفسیر طیف رامان، اطلاعاتی از ساختار، تمرکز و برهمکنش مولکول‌ها در محیطشان بدون نیاز به استخراج ماده فراهم می‌کند و پتانسیل زیادی برای مطالعات بیوشیمیایی دارد. به‌علاوه در این روش حجم اندکی از نمونه مورد نیاز است.

تشکیل تومور بدخیم و تکثیر سلول‌های سرطانی در معده، می‌تواند اجزای اصلی و محتویات خون را دچار تغییر کند. اگر یک متدولوژی قابل‌اعتماد بتواند به وجود بیاید، آزمایش خون به چندین دلیل یک روش مرجح برای غربالگری است ازجمله اینکه خون در تمام بدن جریان دارد و نمونه‌گیری خون، رایج و غیرتهاجمی است. همچنین نمونه‌گیری و اندازه‌گیری می‌تواند به‌طور پیوسته در طی فرآیند مانیتورینگ افراد پرخطر یا در حین درمان افراد تشخیص داده‌شده، صورت بگیرد. با توجه به امکان وجود تفاوت میان طیف‌های به‌دست‌آمده از طیف‌سنجی رامان خون افراد دارای سرطان معده و سالم، می‌توان به امکان تشخیص این بیماری امیدوار بود.

پژوهشی که در اینجا ارائه می‌شود آنالیز نمونه سرم خون و اجزای آن به‌منظور بررسی سرطان معده با استفاده از روش طیف‌سنجی رامان می‌باشد. هدف نهایی، امکان استفاده از طیف رامان به‌عنوان وسیله‌ای برای تشخیص افراد مبتلابه سرطان معده با استفاده از یک طیف مشخص و مقادیر بسیار اندک از نمونه سرم خون می‌باشد.

۲- روش‌های تجربی

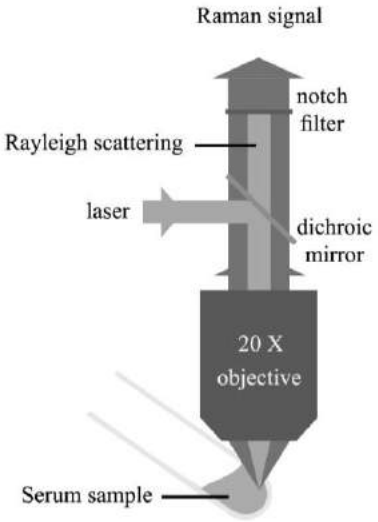
۲-۱- آماده سازی نمونه

ابتدا ۱۹ نمونه خون از افراد سالم و ۶ نمونه از افراد مبتلا به سرطان معده جمع آوری شد. سپس برای جداسازی سرم، نمونه‌های خون به مدت ۱۰ دقیقه با سرعت ۳۰۰ دور در دقیقه سانتریفیوژ شدند. پس از آن نمونه‌های سرم در لوله‌های آزمایشگاهی از جنس شیشه جهت تست رامان به آزمایشگاه طیف‌سنجی منتقل شد.

۲-۲- چیدمان تجربی

برای اندازه‌گیری‌های میکرو-رامان یک چیدمان بر اساس پراکندگی بازگشتی آماده سازی کردیم. در این چیدمان

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

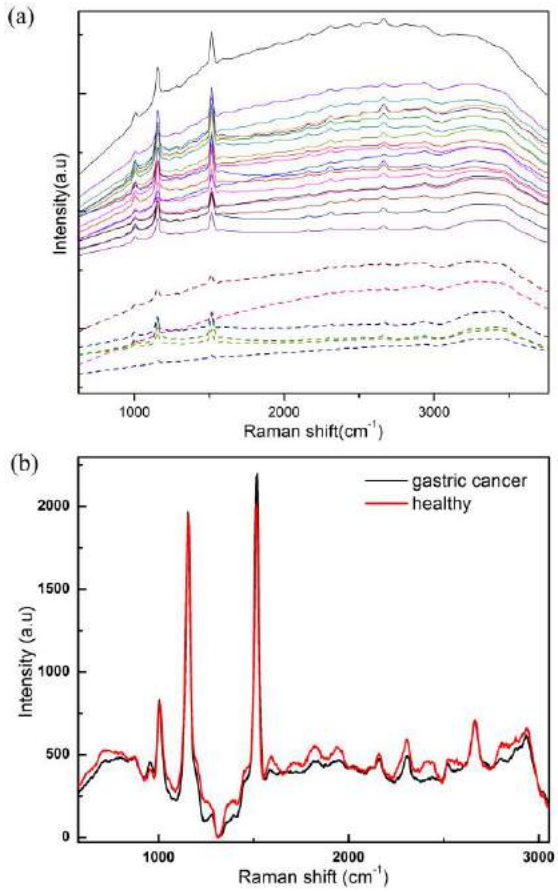


شکل ۱ : طرحواره‌ای از چیدمان رامان

طول‌موج تحریک ۵۳۲ نانومتر و انرژی تحریک ۷۰ میلی‌وات است. از یک شیئی ۲۰ برابر کننده برای تمرکز نور روی نمونه و جمع‌آوری نور پراکنده استفاده شده است. هر طیف از میانگین‌گیری ده طیف که هرکدام ۱ ثانیه جمع آوری شده است به دست آمد. همان‌طور که در **Error! Reference source not found.** نشان داده شده در این چیدمان باریکه لیزر با شیئی روی نمونه متمرکز می‌شود، سپس نور پراکنده شده توسط شیئی جمع شده و به آینه دیکروئیک می‌رسد. آینه دیکروئیک همه پرتوهای پراکنده شده را عبور می‌دهد و قسمت عمده پرتو فرودی را بازتاب می‌دهد. برای حذف تمام باریکه فرودی یک فیلتر ناچ بعد از آینه دیکروئیک قرار دادیم. در نهایت باریکه وارد طیف‌سنج می‌شود و طیف شکل می‌گیرد.

۲-۳- تحلیل داده‌ها

برای تحلیل داده‌ها ابتدا باید زمینه فلورسانس طیف‌ها حذف شوند. بنابراین با به‌کارگیری روش چندجمله‌ای یک چندجمله‌ای درجه دوازدهم جهت حذف فلورسانس استفاده شد. سپس شدت قله‌های رامان به میانگین مجموع شدت‌های طیف نرمال می‌شود تا داده‌ها بهنجار شوند. برای تحلیل آماری از تحلیل تشخیصی حداقل مربعات جزئی[۱] (PLS-DA) که یک روش راهنماییده تحلیل آماری چند متغیره بر پایه روش حداقل مربعات جزئی (PLS) می‌باشد برای دسته‌بندی نمونه‌ها در گروه‌های مختلف استفاده می‌شود. روش PLS یک مجموعه گسترده از روش‌ها می‌باشد که می‌تواند با استفاده از یک سری متغیرهای پنهان[۲] (LVs) بین یک مجموعه از متغیرهای مشاهده شده ارتباط برقرار کند. در واقع هر LV ترکیب خطی از متغیرهای مستقل(داده‌های رامان) می‌باشد که بیشتر ویژگی‌های آن‌ها را دارند. بنابراین PLS با این متغیرهای جدید که تعداد آن‌ها کمتر از متغیرهای مستقل است یک ارتباط بین متغیرهای مشاهده شده شکل می‌دهد. در PLS-DA از این ضرایب به‌شکلی استفاده می‌شوند که اختلاف بین دسته‌ها به بیشترین مقدار ممکن برسد. در اینجا داده‌ها به دو گروه افراد مبتلا به سرطان معده و افراد سالم دسته بندی می‌شوند. این تحلیل با استفاده از جعبه‌ابزار PLS-DA (ساخت: Eigenvector Technologies, Inc.) در نرم‌افزار MATLAB انجام شده است.

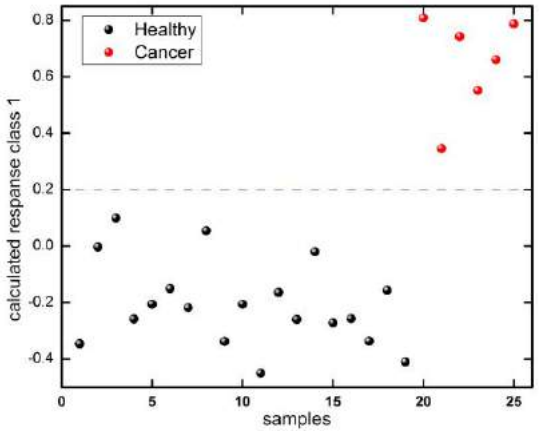


شکل ۲ a) طیف رامان سرم خون همراه با زمینه فلورسانس، خطوط نقطه‌چین طیف سرم افراد مبتلابه سرطان معده را نشان می‌دهد. b) طیف رامان فردی سالم و مریض مبتلابه سرطان معده بعد از حذف پس‌زمینه فلورسانس.

[۱] Partial Least Square Discriminant Analysis

[۲] Latent Variables

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد



شکل ۳ : مدل PLS-DA ساخته‌شده برای دسته‌بندی افراد سالم و مبتلابه سرطان معده

۳- نتایج

Error! Reference source not found. (a) طیف رامان سرم خون را برای همه نمونه‌ها همراه با زمینه فلورسانس نشان می‌دهد. خطوط نقطه‌چین طیف مربوط به افراد مبتلابه سرطان معده می‌باشد. زمینه فلورسانس یک عامل ناخوشایند است و تحلیل داده‌های رامان را با خطا همراه می‌کند، بنابراین باید این زمینه فلورسانس حذف گردد. **Error! Reference source not found.** (b) طیف سرم خون یک فرد سالم و بیمار مبتلا به سرطان معده را بعد از حذف زمینه فلورسانس نشان می‌دهد. با توجه به **Error! Reference source not found.** (b) مشخص‌است که خطوط رامان در طیف تمام نمونه‌ها مشهود است. به‌منظور تفکیک افراد سالم و افراد مبتلا به سرطان معده با استفاده از طیف رامان احتیاج به روش‌های آماری چندمتغیره می‌باشد. بنابراین ما با استفاده از روش آماری تحلیل PLS-DA به دنبال دسته‌بندی طیف‌های رامان به دو گروه سالم و سرطانی هستیم. **Error! Reference source not found.** داده‌های به دست آمده از مدل PLS-DA را نشان می‌دهد. با توجه به شکل تفکیک بین نمونه‌های سالم و بیمار به‌صورت ۱۰۰٪ ایجاد شده است.

برای ارزیابی توانایی مدل در بررسی داده‌های جدید از روش اعتبارسنجی متقابل[۳] استفاده می‌کنیم. در این روش داده‌های به‌گونه‌ای استفاده می‌شوند که به‌جای داده‌های جدید بعضی از داده‌ها به‌عنوان داده‌های جدید وارد مدل می‌شوند و قدرت پیشگویی مدل با این روش بررسی می‌شود. در این مدل با استفاده از روش بلوک‌های پیوسته[۴] داده‌ها را برای اعتبارسنجی متقابل دسته‌بندی کردیم.

جدول ۱ : داده‌های مربوط به مدل اعتبارسنجی متقابل

Cross Validation		
Accuracy: 0.92		
non error rate: 0.89		
Class	specificity	sensitivity
Healthy	0.95	0.83
patient	0.83	0.95

اطلاعات مدل اعتبارسنجی متقابل در **Error! Reference source not found.** آمده است. برای مدل اعتبارسنجی متقابل داده‌ها با دقت[۵]۹۲٪ به‌درستی تشخیص داده‌شده‌اند. در این جدول نرخ غیر خطا[۶]میانگین مجموع حساسیت-های[۷]مدل می‌باشد و حساسیت، توانایی مدل در تشخیص درست داده‌های متعلق به هر دسته می‌باشد. همان‌طور که ملاحظه می‌کنید ۹۵٪ از افراد مبتلابه سرطان معده به‌درستی تشخیص داده شده شدند. داده‌های اعتبارسنجی متقابل این نوید را می‌دهند که طیف‌سنجی رامان می‌تواند برای غربال‌گری سرطان معده استفاده گردد.

۴- نتیجه گیری

نتایج اولیه نشان می‌دهند که طیف‌سنجی رامان می‌تواند روشی موثر به‌منظور تفکیک طیف خون افراد سالم و افراد مبتلا به سرطان معده باشد. همان‌طور که از داده‌های اعتبارسنجی متقابل برمی‌آید این روش ۹۵٪ از بیماران را به‌درستی تشخیص داده است. از طرف دیگر دقت روش در جدا کردن افراد سالم ۸۳٪ می‌باشد. بنابراین داده‌ها نویدبخش این امر هستند که روش طیف‌سنجی رامان همراه با تحلیل چندمتغیره برای غربال‌گری سرطان معده مناسب است.

مراجع

[1] A study on laser-Raman spectrometry for detecting signals of gastric cancerization2007

[۳] Cross Validation
[۴] Contiguous Blocks
[۵] Accuracy
[۶] Non Error Rate
[۷] Sensitivity

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

[2] Application of laser resonance Raman spectroscopy in gastric cancerChina J Modern Med2009
[3] Early onset gastric cancer: on the road to unraveling gastric carcinogenesisCurrent molecular medicine2007

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

پلاسمون‌های سطحی در نانوفوتونیک کریستال‌های گرافن– طلا به عنوان آشکارساز در ناحیه مرئی و فروسرخ نزدیک

بنفشه یکتاپرست، زینب صادقی و حسین شیرکانی

گروه فیزیک، دانشگاه خلیج فارس، بوشهر

چکیده-پلاسمون‌های سطحی در گرافن به علت ویژگی‌های فوق‌العاده، کاربردهای بسیاری پیدا کرده‌اند. در این مقاله، با استفاده از فوتونیک کریستال یک بعدی از جنس نانو روبان‌های طلا در مجاورت گرافن، پلاسمون‌های سطحی در ناحیه مرئی و فروسرخ نزدیک ایجاد شده و خواص اپتیکی گرافن و ضریب خاموشی ساختار مورد بررسی قرار گرفته است. وابستگی طول موج تشدید پلاسمون‌ها به پارامترهای نوری از جمله ضریب شکست ماده مورد آشکارسازی بررسی شده و با معرفی ضریب حساسیت $S=\Delta\lambda/\Delta n$ میزان حساسیت ساختار نسبت به تغییرات جزئی ضریب شکست محاسبه شده است. همچنین مشاهده شد، ساختار بیشترین میزان حساسیت را به ازای ضریب شکست‌های $n=2$ الی $n=3$ در ناحیه مرئی و فروسرخ نزدیک با مقدار تقریبی $300nm/RIU$ نشان می‌دهد.

کلید واژه- پلاسمون های سطحی ، گرافن ، ضریب حساسیت ، سنسورهای اپتیکی.

Surface Plasmon in Graphene-Gold Nano Photonic Crystal as Detector in Near Infrared and Visible Regimes

Banafsheh Yektaparast, Zeynab Sadeghi, Hossein Shirkani

Department of Physics, Persian Gulf University, Boushehr

Abstract-Surface Plasmon's in graphene have been used extensively due to their extraordinary specifications. In this paper, surface Plasmon's in visible and near infrared regions using a photonics crystal of gold nanoribbons in the vicinity of graphene was constructed and the optical properties of the graphene and the 1-R of the structure was studied. We have studied, the wavelength dependence of the Plasmon's resonance on the optical properties of the structure including the refractive index of the detected material. By introducing the sensitivity coefficient of $S = \Delta\lambda / \Delta n$, the sensitivity of the structure to the partial changes of the refractive index was calculated. It was also observed that this structure shows the highest sensitivity for the refractive indexes n = 2 to n = 3 with approx. 300 nm/RIU in the visible and infrared region.

Keywords: Surface Plasmon, Graphene, Sensitivity Coefficient, Photonic Crystal

.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

گرافن نامی است که به یک تک‌لایه تخت از اتم‌های کربن به شکل شبکه لانه‌زنبوری در صفحه دوبعدی اختصاص داده اند[۱]. مدول یانگ بالا، مقاومت بالا دربرابر شکست، رسانایی حرارتی خوب، تحریک‌پذیری بالای حاملان‌بار یا به‌عبارت دیگر رسانایی الکتریکی بالا، مساحت سطحی ویژه‌ی بالا از خواص فوق‌العاده گرافن هستند. تک لایه گرافن تنها حدود ۲,۳ درصد از نور خورشید را جذب می-کند، اما می‌توان این مقدار جذب را با قراردادن گرافن در ساختارهای فتونیکی یک بعدی و همچنین ساختارهای پلاسمونیکی افزایش داد. تشدید پلاسمون‌های سطحی یک تکنیک اپتیکی در زمینه حسگرهای شیمیایی است که تحت شرایط مناسب، بازتاب از سیستم به شدت نسبت به تغییرات اپتیکی فصل مشترک دی‌الکتریک–فلز حساس است [۲].

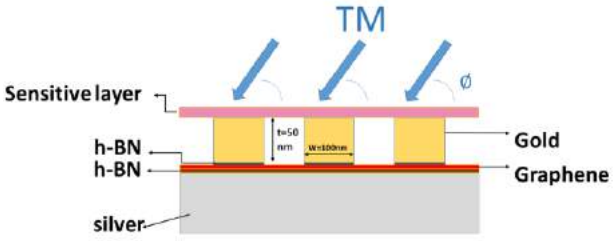
با استفاده از پلاسمون‌های سطحی در گرافن می‌توان به بسیاری از فن‌آوری‌های مفید، من جمله طراحی سنسور های گازی و بیوسنسورها برمبنای خواص اپتیکی مواد دست پیدا کرد[۳]. خواص الکترواپتیکی قابل تنظیم، پایداری کریستالی، اپتیک غیرخطی، میدان الکترومغناطیسی بزرگ با شدت بالا از مزایای پلاسمون گرافن‌ها هستند.[۳]

در این مقاله گرافن پلاسمون‌های تشکیل شده در ساختاری از فوتونیک کریستال‌های یک بعدی از نانو روبان های طلا در طول موج فروسرخ نزدیک و مرئی مورد بررسی قرار گرفته است.

۲- ساختار

از آنجایی‌که در ناحیه مرئی و فروسرخ نزدیک امکان جفت شدگی بین تکانه فوتون و تکانه پلاسمون در گرافن وجود ندارد، پلاسمون‌ها در گرافن نمی‌توانند مستقیما توسط نور برانگیخته شوند[۴]. به همین دلیل برای بالا بردن برهمکنش گرافن و نور از نانوساختارهای بر پایه فلزات نجیب و دارای گریتنیگ استفاده می‌شود تا اولاً برانگیختی پلاسمون‌ها بیشتر شود و دوماً نانوساختارهای گرافنی با قابلیت آشکارسازی حاصل شود[۵,۴].

در ساختار مورد مطالعه همانطور که در شکل ۱ دیده می-شود یک لایه نقره در پایین‌ترین قسمت ساختار قرار دادیم، زیرا نقره دارای بیشترین زمان واپاشی دامنه پلاسمون‌های سطحی است. سپس نانو روبانهای طلا با پهنای ۱۰۰ نانومتر و فاصله ۵۰ نانومتر از یکدیگر روی تک لایه‌ای از گرافن که توسط دو لایه ۱ و ۲ نانومتری h-BN به ترتیب در بالا و پایین آن، ساندویچ شده است قرار داده شده است. قرار دادن یک لایه h-BN بین گرافن و نانو روبان‌های طلا از افت پلاسمون‌های سطحی تشکیل شده جلوگیری می‌کند و قرار دادن یک لایه دیگر از h-BN در زیرگرافن طول عمر پلاسمون‌های تشکیل شده را افزایش میدهد. در انتها یک لایه حساس، روی کل ساختار پوشانده شده و میزان حساسیت پلاسمون‌های سطحی نسبت به ضریب شکست این لایه مورد بررسی قرار گرفته است. برای این منظور موج الکترومغناطیسی تخت با قطبش TM(مد های TE پلاسمون‌های سطحی را برای این ساختار تشکیل نمی-دهند) تحت زاویه تابش Ø به ساختار تابیده شده است.

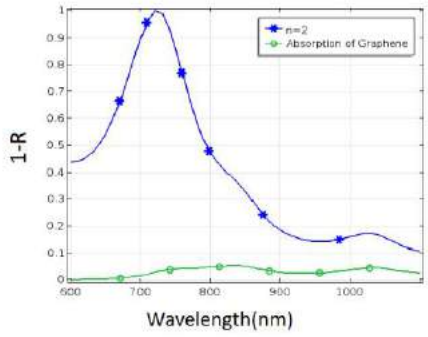


شکل ۱. شمایی از ساختار فتونیک کریستال یک بعدی متشکل از نانو روبان‌های طلا، در مجاورت گرافن ساندویچ شده بین دو لایه h-BN که بر روی بستری از نقره قرار گرفته و لایه حساس بر بالای آن واقع شده است.

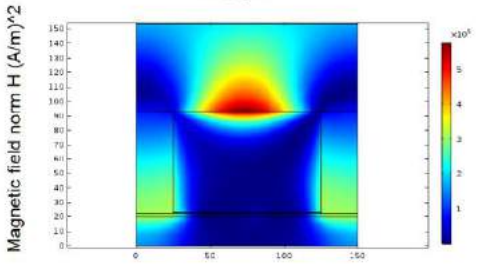
۳- بحث و بررسی نتایج

پتانسیل بالقوه گرافن در بالا بردن بازدهی سیستم‌های اپتیکی، ما را بر آن داشت تا به بررسی پلاسمون‌های سطحی گرافنی در سیستم‌های نانواپتیکی در بازه طول موج فروسرخ و مرئی بپردازیم. با محاسبه ضریب جذب گرافن و ضریب خاموشی ساختار طول موج پیک‌های تشدید پلاسمون‌های سطحی را پیدا کرده و سپس اثر تغییرات ضریب شکست لایه حساس بر روی جابه‌جایی طول موج تشدید بررسی می‌گردد.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد



شکل 2-الف

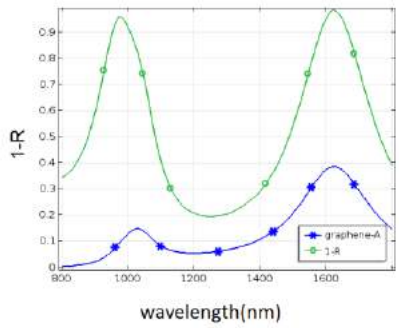


2-ب

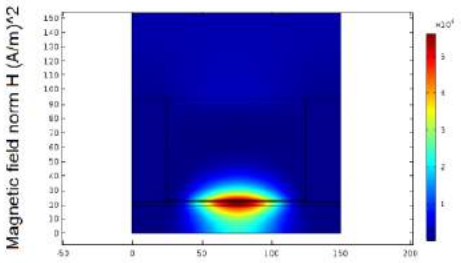
شکل ۲-الف مقایسه جذب گرافن(نمودار سبز) و خاموشی ساختار (نمودار آبی) بر حسب طول موج ۶۰۰ تا ۱۱۰۰ را نشان می‌دهد شکل ۲-ب نمودار شدت میدان مغناطیسی بر حسب محور y در طول موج بیشترین مقدار خاموشی سیستم برای ضریب شکست n=۲ هستند.

در شکل ۲ الف، نمودار آبی رنگ، خاموشی سیستم (1-R) را در مقایسه با نمودار سبز رنگ که جذب گرافن است، نشان می‌دهد. به ازای ضریب شکست n= ۲ لایه حساس، ضریب خاموشی سیستم دارای پیکی در طول موج ۷۲۰nm و مقداری نزدیک به یک است و در این طول موج جذب گرافن مقدار بسیار کمی دارد. برای پیدا کردن دلیل بالا بودن ضریب خاموشی، شدت میدان مغناطیسی را در طول موج ۷۲۰ بر حسب مکان رسم می کنیم (شکل ۲ب و ۲ج)، همانطور که مشاهده می شود پلاسمون‌های سطحی در مرز بین طلا و لایه حساس تشکیل شده‌اند.

به منظور بررسی اثر تغییر ضریب شکست بر چگونگی تشکیل پلاسمون های سطحی، ضریب خاموشی و ضریب جذب گرافن را به ازای n= ۳ رسم می‌کنیم(شکل ۳الف). مشاهده می‌کنیم، درضریب خاموشی دوپیک تشدید ایجاد می شود که به ازای طول موج ۱۶۲۰nm علاوه بر پیک در ضریب خاموشی، ضریب جذب گرافن نیز بیشینه می شود. با رسم نمودار شدت میدان مغناطیسی بر حسب مکان (شکل ۳ب) دیده می‌شود پلاسمون‌های سطحی در مرز طلا و گرافن ایجاد شده اند .



شکل 3-الف



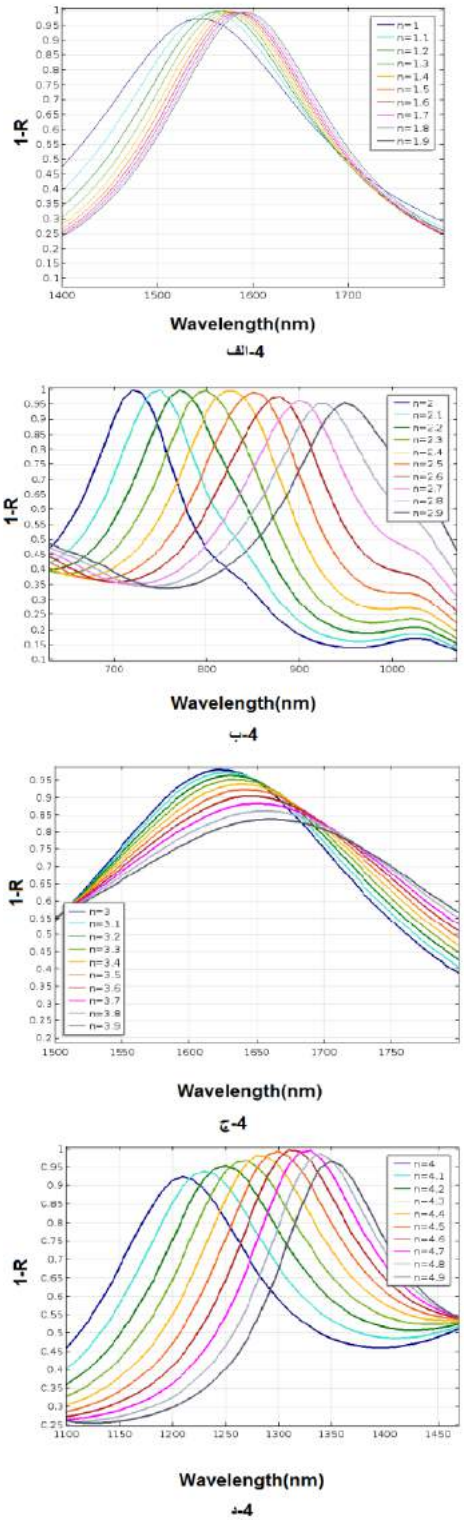
3-ب

شکل ۳-الف مقایسه جذب گرافن(نمودار سبز) و خاموشی ساختار (نمودار آبی) بر حسب طول موج ۸۰۰تا ۱۸۰۰ را نشان میدهد شکل ۳-ب نمودار شدت میدان مغناطیسی بر حسب محور y در طول موج بیشترین مقدار خاموشی سیستم برای ضریب شکست n= ۳ هستند.

تشخیص ضریب شکست در یک سنسور مبتنی بر فوتونیک کریستال، بر اساس خواص نوری آن فوتونیک کریستال و ویژگی‌های پلاسمون‌های سطحی بنا گذاشته شده است. طول موج تشدید می‌تواند بوسیله تنظیم پارامترهای نوری پلاسمون‌های سطحی من جمله ضریب شکست، عوض شود[۶].

به منظور بررسی حساسیت پلاسمون‌های سطحی نسبت به مواد مختلف، با تغییر ضریب شکست لایه حساس، ضریب خاموشی سیستم رسم شده است و مشاهده می‌شود پیک-های تشدید پلاسمون‌ها به ازای تغییرات کوچکی در ضریب شکست، شیفت پیدا می‌کنند. لذا به منظور بررسی میزان حساسیت سیستم، ضریب حساسیت $S=\Delta\lambda/\Delta n$ را معرفی می‌کنیم که نشان دهنده میزان شیفت طول موج پیک پلاسمون‌های سطحی به ازای تغییرات ضریب شکست است و هرچه این ضریب بزرگتر باشد، سنسور حساس‌تر است.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد



شکل ۴-رسم نمودار خاموشی سیستم پیشنهادی برحسب طول موج، برای تغییرات ضریب شکست از n=۱ تا n=۲شکل۴-الف.برای n=۲ تا n=۳ شکل۴-ب. برای n=۳ تا n=۴ شکل۴-ج و برای n=۴ تا n=۵ شکل ۴-د.

با محاسبه این کمیت برای ضریب شکست‌های n=۱ الی n= ۵ به ازای Δn=۰,۱ (شکل های ۴-الف الی ۴-د)، درمی-یابیم این کمیت به ازای ضریب شکست‌های بین n= ۲ تا n= ۳ بیشترین میزان خود بین ۲۰۰ الی ۳۰۰ را دارد. این میزان حساسیت برای بازه‌های ضریب شکستی n=۴ تا n=۵ ،مقدار نسبتا خوب ۱۰۰ الی ۲۰۰ و به ازای ضریب شکست های n=۱ تا n= ۲ و n=۳ تا n=۴ کمترین میزان حساسیت (مقادیر ۰ الی ۱۰۰) به دست می‌آید.

۴- نتیجه‌گیری

با بررسی خواص اپتیکی سیستم، به محاسبه میزان حساسیت ساختار نسبت به ضریب شکست پرداخته‌ایم. مهم‌ترین نتایج بدست آمده از این قرار است: با استفاده از فوتونیک کریستال های ۱بعدی در مجاورت گرافن، پلاسمون‌های سطحی در ناحیه مرئی و فروسرخ نزدیک ایجاد شد. همچنین ضریب جذب گرافن و ضریب خاموشی ساختار مورد بررسی قرار گرفت و بر اثر تشکیل پلاسمون های سطحی، میزان جذب گرافن تا ۱۸ برابر گرافن معلق افزایش یافت. با بررسی اثرات تغییر ضریب شکست ماده مورد آشکارسازی در ضریب خاموشی ساختار، طول موج-های تشدید پلاسمون‌های سطحی بدست آمد. با معرفی و محاسبه ضریب حساسیت در بازه ضریب شکستی n=1 الی n=5 برای ماده مورد آشکارسازی، مشاهده شد بیشترین حساسیت سیستم به ازای n=2 الی n=3 اتفاق می‌افتد، لذا باتوجه به میزان حساسیت بالای سیستم در ناحیه مرئی و فروسرخ نزدیک، می‌توان از این ساختار برای اهداف سنسوری و بیوسنسوری برای مواد با ضریب شکست های ۲ الی ۳ استفاده کرد.

مراجع

۱. *Geim, Andre K., and Konstantin S. Novoselov. "The rise of graphene." Nature materials 6, no. 3 pp: 183-191,2007.*

۲. *Liedberg, Bo, Claes Nylander, and Ingemar Lunström. "Surface plasmon resonance for gas detection and biosensing." Sensors and actuators n0,4 pp: 299-304,1983.*

۳. *Constant, Thomas J., Samuel M. Hornett, Darrick E. Chang, and Euan Hendry. "All-optical generation of surface plasmons in graphene." Nature Physics 12, no. 2 pp: 124-127,2016.*

۴. *Huang, Shenyang, Chaoyu Song, Guowei Zhang, and Hugen Yan. "Graphene plasmonics: Physics and potential applications." Nanophotonics ,2016.*

۵. *Thongrattanasiri, Sukosin, Frank HL Koppens, and F. Javier Garcia De Abajo. "Complete optical absorption in periodically patterned graphene." Physical review letters 108, no. 4 pp: 047401, 2012.*

۶. *Chen, Ying, Jing Dong, Teng Liu, Qiguang Zhu, and Weidong Chen. "Refractive index sensing performance analysis of photonic crystal containing graphene based on optical Tamm state." Modern Physics Letters B 30, no. 04 pp: 1650030,2016.*

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

بررسی و شبیه‌سازی پالاینده‌ی شکاف و بررسی اثر ماده و ضخامت بر خواص آن

محمدرضا صالح‌پور، علی حیدری فرد، حمیدرضا فلاح و مرتضی حاجی محمود زاده

گروه فیزیک، دانشگاه اصفهان

چکیده - پالاینده‌ی شکاف یک ابزار نوری است که عملکرد آن بر اساس پدیده تداخل است. عملکرد پالاینده‌ی شکاف (فیلتر بازتابی) به گونه‌ای است که یک بازه طول موجی اطراف طول موج مرکزی را بازتاب کرده و طول موج‌های اطراف این گستره را به طور کامل عبور می‌دهد. یکی از روش های ساخت این نوع پالاینده‌ها استفاده از جفت لایه‌های نازک متناوب چارک موج به صورت $(aHbL)^s$ می‌باشد. اما این طرح دارای مشکلاتی همچون بازتاب-های مرتبه بالاتر در ناحیه عبور می‌باشد. در این پژوهش سعی شده است به بررسی و شبیه سازی ساختارهای $(aHbL)^s$ پرداخته شود و با استفاده از مواد مختلف و ضخامت‌های مختلف میزان بازتاب مرکزی را افزایش و همچنین پهنای باند بازتاب در اطراف طول موج مرکزی کاهش داده شود.

کلید واژه: **پالاینده شکاف، چارک موج، لایه نازک**

Investigation and simulation of Notch filter and investigation of the effect of matter and thickness on its properties

Mohammad Reza salehpoor, Ali Heydari Fard, Hamid Reza Fallah,

Morteza Hajy Mahmoodzadeh

Physics Department, Sciences Faculty, University of Isfahan

Abstract: Notch filter is an optical instrument that its performance is based on the Interference phenomenon. The Notch filters, (reflective filter) act is that it reflects a wavelength range around the central wavelength and completely passes the rest of the wavelengths. One of the methods for producing these types of fillers is to use a pair of alternating quarter-wavelengths thin films in the form of $(aHbL)^s$. Although this design has problems like high-level reflections in the transmission region. In this research it has been tried to study and simulate the structures $(aHbL)^s$, with using different materials and thicknesses to increase the central reflection, also reduce the bandwidth of the reflection around the central wavelength has been reduced.

Keywords: Notch Filter, Quarter-Wave, Thin Film

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

پالاینده شکاف یک ابزار نوری بر مبنای پدیده تداخل است. این پالاینده یک گستره طول موجی پیرامون طول موج مرکزی را بازتاب نموده و طول موج های اطراف این گستره را به طور کامل عبور می‌دهد. پالاینده‌های تداخلی لایه نازک دارای کاربردهای متنوعی همچون آینه‌های دی الکتریک بدون اتلاف، شکافنده‌های پرتو، پوشش‌های پادبازتاب و پالاینده‌هایی که باند های معینی از طول موج را انتخاب یا رد می‌کنند را دارا است[۱].

۲- بررسی و شبیه سازی پالاینده‌های تداخلی

۲-۱- بررسی ساختار پالاینده‌های تداخلی

پالاینده‌های تداخلی به طور معمول با انباشت لایه‌های مجزا که از مواد با ضریب شکست متفاوت تشکیل شده‌اند، ساخته می‌شوند. معمولا برای این روش طراحی‌های متفاوتی وجود دارد که به طور معمول از طراحی به صورت $(aHbL)^s$ استفاده می‌شود که در آن H وL به ترتیب نشان دهنده لایه‌های چارک موج با ضریب شکست بزرگتر و کوچکتر می‌باشند و a,b اعداد صحیحی هستند که تعداد چارک موج های لایه‌های با ضریب شکست بالا و پایین را مشخص می کنند و همچنین S تعداد جفت لایه‌های موجود در طراحی را نشان می دهد. مشخصات اپتیکی لایه نازک به گونه‌ای با تنظیم ضخامت و ضرایب شکست معین می‌شوند که شرایط برای ایجاد تداخل سازنده و ویرانگر را در طول موج‌های مورد نظر فراهم کند. بر همین اساس، یک پالاینده‌ی شکاف در صورتی برای یک انبوهه از لایه‌های متناوب با مواد ضریب شکست بالا و پایین دارای باند عبور و بازتاب خواهد بود که، در گستره عبوری طیف تداخل کاملا و یرانگر و در گستره بازتابی تداخل کاملا سازنده ایجادشود تا بازتاب در طول موج مرکزی λ_0 به بیشینه خود برسد، این امر با شرط رابطه ۱ برقرار خواهد شد[۲]:

$$n_H t_H = n_L t_L = \frac{\lambda_0}{4} \qquad (۱)$$

که در آن n_H و n_L به ترتیب ضرایب شکست مواد با ضریب شکست بالا و پایین هستند و t_H و t_L ضخامت لایه‌های با ضریب شکست بالا و پایین را نشان می‌دهند.

یکی دیگر از مسائل مهمی که در پالاینده شکاف مورد بررسی قرار می‌گیرد پهنای باند بازتاب یا به عبارتی همان پهنای شکاف است. در روش لایه‌های مجزای پالاینده شکاف میزان پهنای شکاف[۱]NW به مقدار اختلاف ضرایب شکست دو ماده با ضرایب شکست بالا و پایین یا به نسب بین آن‌ها بستگی دارد که در رابطه ۲ نشان داده شده است[۳]:

$$NW = \frac{4}{\pi}\sin^{-1}\left[\frac{\left(\rho^2 + 2\rho\cos\gamma + 1\right)}{\rho + 1}\right] \qquad (۲)$$

که درآن:

$$\gamma = \left(\frac{s-1}{s}\right)\pi \qquad \rho = \frac{n_H}{n_L}$$

نکته دیگر در بحث پالاینده‌های شکاف مطرح می‌شود و دارای اهمیت است، میزان بیشینه بازتاب است که می‌توان آن را از رابطه 3 محاسبه کرد[۴].

$$R_{\max} = \left(\frac{1 - \frac{n_H^{2s+2}}{(n_L^{2s} n_{sub})}}{1 + \frac{n_H^{2s+2}}{(n_L^{2s} n_{sub})}}\right)^2 \qquad (3)$$

۲-۲- شبیه سازی پالاینده‌های تداخلی

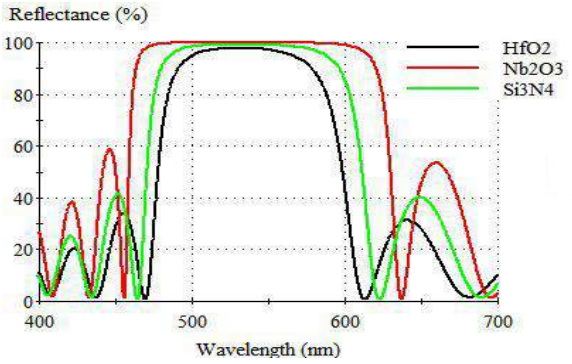
در شبیه‌سازی پالاینده‌ی شکاف انتخاب مواد از اهمیت ویژه‌ای برخوردار است. مواد مورد استفاده باید از ویژگی-هایی همچون شفافیت در محدوده طیفی پالاینده‌ی شکاف، قابلیت لایه‌نشانی آسان، خلوص بالا، مقاومت در برابر شرایط محیطی و توانایی تولید پوشش با ترکیب یکسان با ماده‌ی اولیه را دارا باشند[۵]. از این رو در این پژوهش از مواد دی الکتریکی همچون HfO_2, Nb_2O_5, Ta_2O_5, Y_2O_3, TiO_2 و Si_3N_4 به عنوان مواد با ضریب شکست بالا استفاده شد.

در این پژوهش با استفاده از نرم افزار شبیه‌سازی E.Macleod به بررسی چندین ساختار $(aHbL)^s$ برای مواد نامبرده در طول موج مرجع $\lambda_0 = 532nm$ پرداخته شده است و بستره از جنس BK7 انتخاب شد. نور فرودی در

[۱]-Notch width

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

همه‌ی ساختارها عمود بر سطح است. در مرحله اول ساختار $(HL)^{10}$ با در نظر گیری مواد ذکر شده به عنوان مواد با ضریب شکست بالا و از SiO_2 به عنوان ماده با ضریب شکست پایین شبیه‌سازی شد. از بین شش ماده بررسی شده در پهنای طیفی 400nm تا700nm با این نوع ساختار، نتایج مربوط به سه ماده ی ضریب شکست بالا $(Hf_{O2}, Nb_2O_5, Si_3N_4)$ که به نسبت دیگر ماده‌ها دارای نتایج بهتری بودند در شکل ۱ و جدول ۱ آورده شده‌است.



شکل ۱: نمودار بازتاب ساختار $(HL)^{10}$

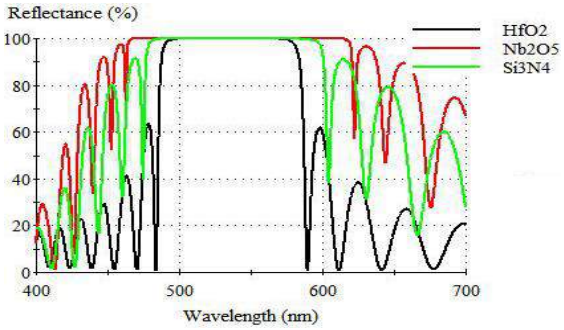
جدول ۱: پارامترهای ترکیب های ساختار $(HL)^{10}$

ترکیب	ساختار جفت لایه‌ای	R_{max}(%)	NW(nm)	ρ
1	HfO2/SiO2	97/2%	130nm	1/34
2	Nb_2O_5/SiO_2	99/99%	190nm	1/6
3	Si3N4/SiO2	99/3%	180nm	1/4

ضخامت فیزیکی لایه‌ها در ساختار فوق برابر با یک چهارم طول موج است. طبق نتایج به‌دست آمده مشاهده می‌شود که باکاهش اختلاف ضریب شکست هم مقدار پهنای شکاف و هم مقدار بیشینه بازتاب کاهش می‌یابد که این نتایج با روابط ارائه شده دربخش قبل مطابقت دارند.

دیگر نکته مهم در مورد پالاینده‌های شکاف افت و خیز-های موجود در باند عبور است. این افت و خیزها نتیجه‌ی ذاتی عملکرد نوری پالاینده‌های شکاف است که شاید بتوان علت آن را در عدم تطابق ضریب شکست معادل انبوهه‌ی مورد نظر و ضریب شکست محیط پیرامون آن (محیط فرود و بستره) جست و جو کرد[۶, ۷]. ملاحظه می‌شود که طبق شکل ۱ با کاهش اختلاف ضرایب شکست ماکزیمم بازتاب‌های مراتب بعدی نیز در باند عبور کاهش می‌یابد.

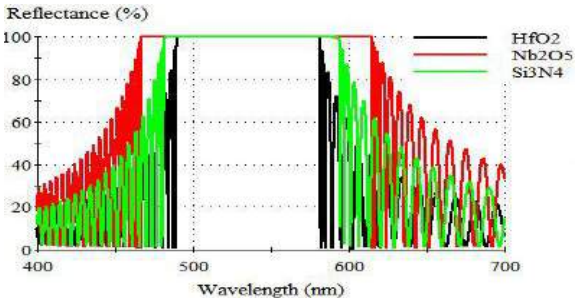
در مرحله دوم ساختار $(HL)^{20}$ با مواد مشابه مرحله قبل بررسی شد. شرایط محیطی و نور فرودی همانند مرحله اول بوده و فقط تعداد جفت لایه‌های مورد استفاده افزایش یافته است(شکل ۲).



شکل۲: نمودار بازتاب ساختار $(HL)^{20}$

بیشینه بازتاب برای ترکیب‌های ۱، ۲ و ۳ برابر با 99/99% است. همچنین پهنای شکاف برای ساختارهای فوق به ترتیب برابر 103nm، 139nmو 126nm می‌باشد. با توجه به نتایج به دست آمده و نمودارها ملاحظه می‌شود که با افزایش تعداد جفت لایه‌های مورد استفاده در شبیه-سازی پالاینده، پهنای شکاف کاهش و بیشینه بازتاب افزایش می‌یابد که نتایج مطلوبی هستند. ساختار ۱ با بهره گیری از HfO_2 به عنوان ماده‌ی ضریب شکست بالا با توجه به داشتن اختلاف ضریب شکست کمتر با SiO_2 نسبت به دوماده دیگر از نتایج مطلوب‌تری برخوردار است.

مرحله سوم به ساختار $(HL)^{60}$ اختصاص یافته است. در این شبیه‌سازی همانند نمونه قبلی مواد ضریب شکست بالا HfO_2, Nb_2O_5, Si_3N_4 هستند و SiO_2 نیز به عنوان ماده با ضریب شکست پایین در نظر گرفته شده-است. بیشینه بازتاب در هر ۳ ترکیب اخیر 99/99% درصد است و ضخامت فیزیکی ترکیب ها به ترتیب برابر $9/6\ \mu m$، $8/89\ \mu m$ و $9/35\ \mu m$ می‌باشد (شکل ۳).

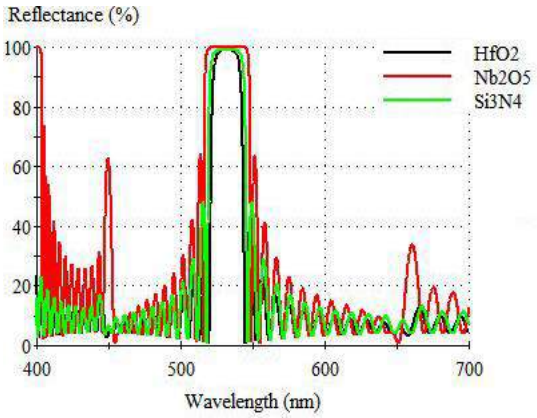


شکل ۳: نمودار بازتاب ساختار $(HL)^{60}$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

با توجه به شکل ۳ مشاهده می‌شود که در این ساختار با افزایش تعداد جفت لایه‌ها پهنای طیفی پالاینده هم‌چنان زیاد است و تعداد بازتاب‌های مراتب بالاتر در باند عبور و درصد این بازتاب‌ها نیز افزایش یافته است. در ادامه نشان می‌دهیم که با تغییر ضرایب a وb در ضخامت‌های معادل مشابه با این مرحله، می‌توان به نتایج بهتری دست یافت.

در مرحله چهارم ساختار (5H5L)[۱۲] مورد بررسی قرار گرفت[۷]. در این‌جا نیز مواد همانند سه مرحله قبل انتخاب شده‌اند. در این بخش ۱۲ جفت لایه داریم که ضخامت اپتیکی هر لایه برابر $5\frac{\lambda_0}{4}$ می‌باشد(شکل ۴).



شکل ۴: نمودار بازتاب ساختار (5H5L)[۱۲]

با توجه به نتایج به‌دست آمده بیشینه‌ی بازتاب برای هر سه ترکیب برابر 99/99% است. پهنای طیفی شکاف نیز به میزان قابل قبولی در مقایسه با طراحی‌های قبل کاهش یافته است. به ترتیب برای سه ترکیب ۱، ۲و ۳ پهنای شکاف 22nm، 32nm و26nm و ضخامت فیزیکی معادل همانند ساختار قبلی می‌باشد. افت و خیزهای باند عبور و بیشینه بازتاب‌های مراتب بالاتر نیز نسبت به سه مرحله‌ی قبل از وضعیت بهتری برخوردار هستند. نتایج مناسب‌تر در این مرحله می‌تواند دلایل مختلفی داشته باشد از جمله این که گذار به محیط‌های با ضریب شکست متفاوت کمتر می‌شود و چون عملکرد پالاینده‌های شکاف براساس تداخل نوری در لایه‌های نازک می‌باشد میزان تداخل‌ها کاهش یافته و بسیاری از تداخل های مخرب از بین می‌رود. همچنین حضور لایه‌های غایب(نیم موج) در این ساختار باعث ایجاد پایداری در طراحی و در نتیجه موجب بهینه شدن عملکرد پالاینده‌ی شکاف می‌شود.

۳- نتیجه‌گیری

در این پژوهش پالاینده‌ی شکاف با استفاده از مواد با ضریب شکست بالا و پایین طراحی و شبیه سازی شد. مشاهده شد که موادی همچون HfO_2، Nb_2O_5 و Si_3N_4 به نسبت دیگر مواد برای ساخت پالاینده‌های شکاف مناسب‌تر هستند. همچنین در بین این مواد HfO_2 به نسبت دیگر مواد در تمامی شرایط دارای پهنای باند کمتر و درصد بازتاب مناسب و همچنین بازتاب‌های مراتب بالاتر با درصدهایی به نسبت کمتر از دیگر مواد بود.

دربررسی صورت گرفته مشاهده شد که با افزایش تعداد لایه‌ها و در نتیجه افزایش ضخامت درصد بازتاب در باند بازتاب افزایش و پهنای شکاف فیلتر کاهش می‌یابد که این دو نتایج مطلوبی هستند. در ادامه با تغییر ضرایب a و b به بهبود عملکرد پالاینده و نتایج بدست آمده پرداخته شد.

مراجع

[۱] D. Diehl, "Holographic interference filters," (University of Rochester, 2003).

[۲] A. Shinman, N. N. Lipkin, R. Kirshner, and H. Zipin, "Continuous index IR notch filter for atmospheric CO2 suppression," in *International Symposium on Optical Science and Technology*(International Society for Optics and Photonics, 2003), pp. 718-727.

[۳] M. Scherer, U. Schallenberg, H. Hagedorn, W. Lehnert, B. Romanov, and A. Zoeller, "High performance notch filter coatings produced with PIAD and magnetron sputtering," in *Proc. SPIE*(2008), p. 71010I.

[٤] H. A. Macleod, *Thin-film optical filters* (CRC press, 2001).

[٥] N. Kaiser, and H. K. Pulker, *Optical interference coatings* (Springer, 2013).

[٦] J. Zhang, M. Fang, Y. Jin, and H. He, "Narrow line-width filters based on rugate structure and antireflection coating," Thin Solid Films **520**, 5447-5450 (2012).

[۷] V. Janicki, M. Lappschies, B. Gortz, D. Ristau, U. Schallenberg, O. Stenzel, and N. Kaiser, "Comparison of gradient index and classical designs of a narrow band notch filter ",in *Optical System Design*(2005).

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

مطالعه دورنگی خطی نانو ذرات بیضی‌گون نقره

آتوسا خلیلی زاده[۱]، ابراهیم مددی[۲] و مجتبی نصیری زرندی[۱]

۱- زنجان، دانشگاه زنجان، دانشکده علوم

۲- بویین زهرا، مرکز آموزش عالی فنی و مهندسی بویین زهرا، دانشکده علوم مهندسی و فیزیک

چکیده – در این مقاله از روش دو قطبی‌های جفت شده برای مطالعه پاسخ مگنتو-اپتیکی نانو ذرات بیضی‌گون نقره استفاده می‌کنیم و دورنگی خطی این ذرات را در حضور میدان مغناطیسی استاتیک کوچک مورد بررسی قرار می‌دهیم. دو رنگی خطی نانو ذره تنها به صورت تحلیلی محاسبه می‌شود و نشان می دهیم که دیمر این نانو ذرات نیز دو رنگی خطی بروز می‌دهد. دو رنگی خطی این نانو ذرات به جهت نور فرودی نسبت به امتداد قطر بزرگ بیضی‌گون و جهت میدان مغناطیسی حساس است.

کلید واژه- بیضی‌گون، تقریب دوقطبی، دورنگی، سطح مقطع جذب.

Investigation of linear dichroism in spheroidal silver nanoparticles

A. Khalilizadeh1, E. Madadi2, M. Nasiri1

1- Department of Physics, Faculty of Science, University of Zanjan

2- Department of Science Engineering and Physics, Buein Zahra Technical University, Buein Zahra, Qazvin

Abstract- In this paper we apply the coupled dipole method to study the magneto-optical response of silver nanoparticles. We study the linear dichroism of spheroidal nanoparticles in the presence of small static magnetic field. The dichroism of single nanoparticle is calculated analytically. We show that single and dimer of spheroidal nanoparticles exhibit linear dichroism which depends on the direction of incident light with respect to direction major axis of spheroid and the static magnetic field.

Keywords: spheroid, dipole approximation, dichroism, absorption cross section.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

کسر انرژی جذب شده توسط ذراتی که تحت تابش الکترومغناطیسی قرار می‌گیرند با سطح مقطع جذب آنها تعیین می‌گردد. اهمیت این کمیت بدلیل قابلیت اندازه‌گیری آن در آزمایشات تجربی است. وقتی نانوذرات فلزهای بی‌اثر توسط تابش الکترومغناطیس برانگیخته می‌شوند، نوسان جمعی الکترون‌های رسانشی رخ می‌دهد که منجر به تشدید پلاسمونی و جذب بیشتر در طول موج‌های خاصی می‌شود. در صورتی که نور تابشی دارای قطبش خطی به ذره دستسان بتابد، با توجه به عدم تقارن هندسی سیستم، سطح مقطع جذب برای قطبش‌های متعامد خطی نور متفاوت است[1]. این تفاوت دورنگیِ خطی است که پایه و اساس طیف سنجی دورنگی خطی می‌باشد. این طیف سنجی در آزمایشگاه‌های زیستی بسیار پر کاربرد است و برای تعیین جهت‌گیری ذره مورد مطالعه از آن استفاده می‌شود[۲].

۲- مدل ریاضی

هرگاه طول موج نور تابشی از اندازه ذره تحت تابش بسیار بزرگتر باشد می‌توان از تقریب دوقطبی برای مطالعه بر هم کنش آن با نور استفاده کرد. در این تقریب، هر ذره یک دوقطبی نقطه‌ای درنظر گرفته می‌شود. اگر ماتریس قطبش‌پذیری ذره واقع در $\vec{r}_i$ را α بنامیم و ممان‌دوقطبی آن را با $\vec{d}_i$ نشان دهیم با توجه به اینکه میدان موضعی در $\vec{r}_i$، حاصل برهمنهی میدان تابشی و تمامی میدان‌های ثانویه پراکنده شده توسط سایر دوقطبی‌ها هست خواهیم داشت:

$$\vec{d}_i = \varepsilon_m \vec{\alpha}[\vec{E}_{inc}(\vec{r}_i) + \sum_j \vec{\vec{G}}(\vec{r}_i - \vec{r}_j).\vec{d}_j] \qquad (۱)$$

که عبارت $\vec{\vec{G}}(\vec{r}_i - \vec{r}_j).\vec{d}_j$ نشان دهنده میدان تابشی از دوقطبی است که توسط ذره j ام در مکان ذره i ام تولید می‌شود و $\vec{\vec{G}}(\vec{r}_i - \vec{r}_j)$ با رابطه زیر بدست می‌آید:

$$G_{\alpha\beta}(\vec{r}_{ij}) = [(1-ik\,|\,\vec{r}_{ij}\,|)(\frac{3(\vec{r}_{ij})_\alpha(\vec{r}_{ij})_\beta - |\,\vec{r}_{ij}\,|^2\,\delta_{\alpha\beta}}{\varepsilon_m\,|\,\vec{r}_{ij}\,|^5}) + k^2(\frac{|\,\vec{r}_{ij}\,|^2\,\delta_{\alpha\beta} - (\vec{r}_{ij})_\alpha(\vec{r}_{ij})_\beta}{\varepsilon_m\,|\,\vec{r}_{ij}\,|^3})]e^{ik|\vec{r}_{ij}|} \qquad (۲)$$

که k عدد موج در محیط است. α و β مختصه‌های دکارتی هستند[3].

۲-۱- تانسور قطبش یک نانوذره

برای الکترونی که تحت میدان پایای مغناطیسی $\vec{B} = B(b_x, b_y, b_z)$ و میدان نوسانی الکتریکی $\vec{E}(t) = \vec{E}(\omega)\exp(-i\omega t)$ نور قرار دارد، معادله حرکت الکترون را حل می‌کنیم. در این مقاله کلیه محاسبات در دستگاه cgs انجام شده است. برای میدان مغناطیسی کمتر از یک تسلا، فرکانس سیکلوترونی $\omega_c = \mathrm{eB/(m_e\,c)}$ از فرکانس نور فرودی بسیار کوچکتر است. بنابراین تانسور ضریب دی‌الکتریک توده ماده تا مرتبه اول ω_c / ω به صورت زیر به دست می‌آید:

$$\varepsilon(\omega) = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx}(\omega) & iG\omega_c b_z & -iG\omega_c b_y \\ -iG\omega_c b_z & \varepsilon_{xx}(\omega) & iG\omega_c b_x \\ iG\omega_c b_y & -iG\omega_c b_x & \varepsilon_{xx}(\omega) \end{pmatrix} \qquad (۳)$$

که $\varepsilon_{xx}(\omega) = 1 - \dfrac{\omega_p^2}{(\omega^2 + i\Gamma\omega)}$ ، $G = \dfrac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\Gamma)}$، فرکانس پلاسمونی $\omega_p = \sqrt{4\pi n_e e^2 / m_e}$، جرم الکترون m_e، بار الکترون e، چگالی الکترون‌های رسانش n_e و Γ ثابت آسایش هستند[۱]. با توجه به رابطه (۳) عناصر غیر قطری ماتریس بسیار کوچک هستند و اثر مغناطواپتیکی ناچیز توده ماده را نشان می‌دهند. نانوذره‌ای که در نظر می‌گیریم بصورت بیضی‌گون با نیم‌محور بزرگ b و نیم‌محور کوچک a است. در ضمن a شعاع مقطع دایره‌ای بیضی‌گون نیز می‌باشد. رابطه قطبش‌پذیری این ذره با ضریب دی‌الکتریک $\vec{\vec{\varepsilon}}$ در دستگاه مختصات دکارتی متصل به ذره عبارتست از[۴]:

$$\vec{\vec{\alpha}}_j = \frac{a^2 b}{3}\frac{\vec{\vec{\varepsilon}} - \varepsilon_m \vec{\vec{\mathrm{I}}}}{\varepsilon_m \vec{\vec{\mathrm{I}}} + (\vec{\vec{\varepsilon}} - \varepsilon_m \vec{\vec{\mathrm{I}}})L_j}, \; j = 1,2 \qquad (۴)$$

که در آن $\vec{\vec{\varepsilon}}$ و ε_m ضریب دی‌الکتریک ذره و محیط و $\vec{\vec{\mathrm{I}}}$ ماتریس واحد است و همچنین L_1 و L_2 به صورت :

$$L_1 = (\frac{a^2 b}{2})\int_0^\infty \frac{dq}{(b^2+q)\,f(q)}$$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

$$L_2 = (\frac{a^2 b}{2}) \int_0^\infty \frac{dq}{(a^2+q) f(q)} \quad (۵)$$

(

است. در ضمن $f(q) = (a^2+q)\sqrt{b^2+q}$ است. برای اینکه بتوانیم این روابط را برای نانو ذرات استفاده نماییم، از تصحیح زیر استفاده می‌شود:

$$\Gamma = \Gamma_{bulk} + \frac{v_f}{L_{eff}} \quad (۶)$$

که در آن L_{eff}، طول پویش آزاد میانگین است که از رابطه $L_{eff} = 4V/S$ بدست می‌آید، که در آن V حجم ذره S و مساحت سطح ذره مورد بررسی است[۵]. با استفاده از رابطه (۴) و تقریب تا مرتبه اول ω_c / ω قطبش‌پذیری به صورت رابطه زیر ساده می‌شود:

$$\alpha_j(\omega) = \frac{a^2 b}{3} \begin{pmatrix} \alpha_{jxx} & i\omega_c b_z F_j & -i\omega_c b_y F_j \\ -i\omega_c b_z F_j & \alpha_{jxx} & i\omega_c b_x F_j \\ i\omega_c b_y F_j & -i\omega_c b_x F_j & \alpha_{jxx} \end{pmatrix} \quad (۷)$$

که $j = 1,2$ ، و $\alpha_{jxx} = \frac{\varepsilon_{xx} - \varepsilon_m}{\varepsilon_m + (\varepsilon_{xx} - \varepsilon_m) L_j}$ و $F_j = \frac{\varepsilon_m G}{[\varepsilon_m + (\varepsilon_{xx} - \varepsilon_m) L_j]^2}$ است. به این دلیل که مولفه‌های قطری قطبش‌پذیری در دستگاه متصل به ذره در حضور میدان مغناطیسی خود ماتریس مرتبه ۳ هستند قطبش‌پذیری نهایی طبق رابطه زیر بیان می‌شود:

$$\vec{P} = \varepsilon_m \alpha_1 (\vec{E}.\hat{e}_x)\hat{e}_x + \varepsilon_m \alpha_1 (\vec{E}.\hat{e}_y)\hat{e}_y + \varepsilon_m \alpha_3 (\vec{E}.\hat{e}_z)\hat{e}_z \quad (۸)$$

اکنون می‌توانیم با استفاده از ماتریس دوران، قطبش‌پذیری ذره از دستگاه متصل به ذره را با رابطه $\ddot{\alpha}_L = R\ddot{\alpha}_P R^{-1}$ به دستگاه آزمایشگاه منتقل نماییم، که ماتریس دوران R به صورت زیر می‌باشد:

$$R = \begin{pmatrix} \cos\theta\cos\varphi & -\sin\varphi & \sin\theta\cos\varphi \\ \cos\theta\sin\varphi & \cos\varphi & \sin\theta\sin\varphi \\ -\sin\theta & 0 & \cos\theta \end{pmatrix} \quad (۹)$$

و θ و φ به ترتیب زوایای قطبی و سمتی ذره هستند.

سرانجام با استفاده از رابطه زیر می‌توان سطح مقطع جذب باریکه فرودی توسط ذره را محاسبه کرد[۶]:

$$\sigma = \frac{4\pi\omega}{\varepsilon_m^{3/2} c\,|\vec{E}|^2} \mathrm{Im} \sum_i \vec{P}_i^{+} \ddot{\alpha}_L^{-1} \vec{P}_i \quad (۱۰)$$

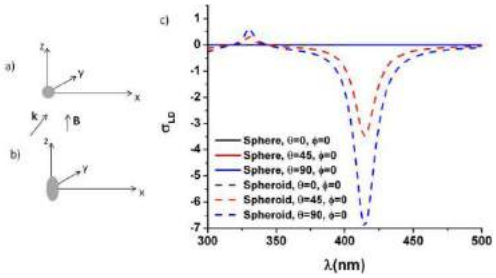
دورنگی خطی در حقیقت تفاوت سطح مقطع جذب نور با دو قطبش خطی عمود بر هم است که طبق رابطه زیر:

$$\sigma_{LD} = \sigma_\theta - \sigma_\phi \quad (۱۱)$$

بدست می‌آید.

۳- نتایج

در این بخش نتایج دورنگی خطی، مربوط به تک ذره کروی و بیضی‌گون نقره به همراه دیمر ذرات کروی و بیضی‌گون، ارایه می‌گردد. ضرایب شکست نقره از مرجع [۷] استخراج شده‌اند. نیم‌محور بزرگ ذرات مورد بررسی $25nm$، نیم‌محور کوچک آنها $11.6nm$ و شعاع کره هم حجم $15nm$ است. در تمام نمودارهای ارایه شده، طیف دورنگی خطی به مساحت دایره‌ای به شعاع برابر با نیم‌محور بزرگ بیضی‌گون بهنجار شده است. میدان مغناطیسی استاتیک در همه نمودارها به اندازه $8000\,Gauss$ و در جهت محور z در نظر گرفته شده است.

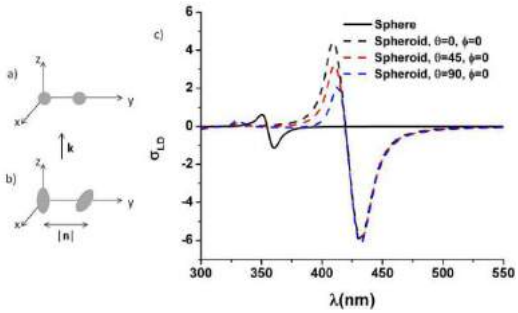


شکل ۱: نمودار دو رنگی خطی تک ذره بیضی‌گون و کروی برای تابش فرودی در جهات مختلف. خطوط پر نمودار دو رنگی تک ذره کروی و خطوط خط چین دو رنگی ذره بیضی‌گون را نشان می دهد.

شکل ۱ نشان می‌دهد که یک ذره کروی در حضور میدان مغناطیسی استاتیک که تحت تابش نور قطبیده خطی است از خود دورنگی خطی نشان نمی‌دهد و به سبب تقارن هندسی، چرخش در بوجود آمدن دورنگی خطی تاثیر ندارد. اما ذره بیضی‌گون در همین شرایط از خود دورنگی نشان می‌دهد. نمودارهای مربوط به دورنگی تک

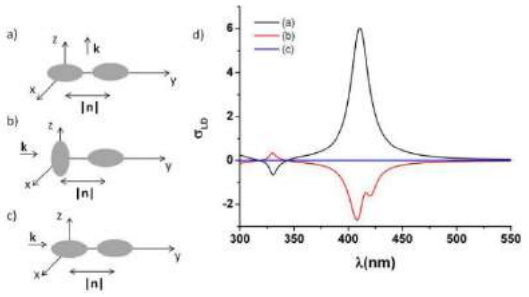
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

ذره بیضی‌گون شامل دو اکسترمم مثبت و منفی است. با تغییر زاویه بردار موج نور تابشی، محل دو اکسترمم ثابت باقی می‌ماند اما دامنه آن تغییر می‌یابد، به طوریکه در وضعیت تابش عمود یا $\vec{k}.\vec{B}=0$ بیشترین دامنه را داریم و با کاهش زاویه تابش، دامنه نمودار دورنگی نیز کاهش می‌یابد. در زاویه صفر (تابش موازی قطر بزرگ بیضی‌گون) دورنگی از بین می‌رود.



شکل ۱: دورنگی خطی دیمر بیضی‌گون و کروی برای چرخش‌های مختلف ذره دوم بر روی محور y.

شکل ۲ نشان می‌دهد که دورنگی برای یک دیمر ذرات کروی در طول موج‌های کوتاه‌تری نسبت به دیمر ذرات بیضی‌گون رخ می‌دهد. نمودار دورنگی خطی برای ذرات بیضی‌گون، دو اکسترمم مثبت و منفی دارد. با چرخش یکی از ذرات دیمر به روی محور y، دامنه برای بخش منفی نمودار و محل کمینه تقریبا ثابت می‌ماند اما بخش مثبت نمودار با افزایش زاویه از صفر تا 90° کاهش دامنه می‌یابد و محل بیشینه نیز اندکی به سمت طول موج‌های بلندتر جابجا می‌شود. شکل ۳ نشان می‌دهد که وقتی شعاع بزرگ هر دو ذره بیضی‌گون روی محور دیمر بوده و بردار موج موازی محور دیمر باشد، دورنگی خطی مشاهده نمی‌شود (شکلc). اما اگر در همین وضعیت دیمر، بردار موج عمود بر محور دیمر باشد، شاهد دورنگی با دو اکسترمم مثبت و منفی خواهیم بود (شکل a).



شکل ۲: نمودار دورنگی خطی دیمر نانو ذرات بیضی‌گون برای جهت‌گیری‌های مختلف ذرات و جهت‌های تابش مختلف.

وضعیتی که شعاع بزرگ یک ذره و شعاع کوچک ذره دیگر بر محور دیمر قرار بگیرد و بردار موج موازی محور دیمر بتابد، نمودار دورنگی کمی پیچیده‌تر شده و چهار اکسترمم خواهد داشت (شکل b).

به طور خلاصه این مطالعه نشان می‌دهد تک ذره بیضی‌گون به دلیل عدم تقارن هندسی دورنگی خطی دارد. دورنگی خطی تک ذره و دیمر ذرات بیضی‌گون به جهت تابش باریکه فرودی و جهت‌گیری این نانو ذرات نسبت به میدان مغناطیس بستگی دارد.

مراجع

[1] C. Bohren, *Absorption and Scattering of Light by Small Particles*, p.130-157, Wiley, 1998.

[2] B. M. Bulheller, A. Rodger, J.D. Hirst, "Circular and linear dichroism of proteins", Phys.Chem, Vol. 9, No. 17 pp. 2020–2035, 2007.

[3] S. Pakdel, M. Miri, "Faraday rotation and circular dichroism spectra of gold and silver nanoparticle aggregates", Phys. Rev. B., Vol. 86, No. 23, pp. 1-10, 2012.

[4] A. H. Sihvola, "Dielectric polarizability of a sphere with arbitrary anisotropy", Opt. Lett., Vol. 19, No. 7, pp. 430-432, 1994.

[5] A. Coronado, G. C. Schatz, "Surface plasmon broadening for arbitrary shape nanoparticles: A geometrical probability approach", J. Chem. Phys., Vol. 119, No. 7, pp. 3926-3924, 2003.

[6] A. Mohammad, M. Miri, "Magnetic linear and circular dichroism of planar sets of hollow silver nanoparticles: engineering the spectra by hollow size", JOSA B., Vol. 33, Issue 4, pp. 711-719, 2016.

[7] P. B. Johnson, R. W. Christy, "Optical Constants of the Noble Metals", Phys. Rev. B., Vol. 6, No. 12, pp. 4370-4379, 1972.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

اثر غلظت الکترولیت بر تابش لیزرهای تصادفی ساخته شده بر پایه‌ی نانو صفحات اکسید روی رشد یافته به روش الکتروشیمی

عباس قاسم‌پور اردکانی، پیمانه رفیعی پور

ایران، شیراز، دانشگاه شیراز، دانشکده‌ی علوم، بخش فیزیک

چکیده – در این مقاله، به صورت تجربی اثر تغییر غلظت الکترولیت را بر تابش لیزرهای تصادفی ساخته شده بر اساس صفحات اکسید روی بررسی می‌کنیم. صفحات *ZnO* با استفاده از تکنیک لایه نشانی الکتروشیمی بر روی شیشه‌های *FTO* رشد داده می‌شوند. از محلول رنگدانه‌ی رودامین *6G* به عنوان محیط بهره‌ی لیزر تصادفی استفاده می‌کنیم. بازخورد اپتیکی نیز از طریق چند پراکندگی نور توسط صفحات *ZnO* تأمین می‌شود. در این جا نشان داده می‌شود که با تغییر غلظت الکترولیت، اندازه و شکل صفحات و در نتیجه تابش لیزری ناشی از آن‌ها تغییر می‌کند. همچنین نشان داده می‌شود که با افزایش غلظت الکترولیت، در ابتدا شدت قله‌ی تابشی لیزر تصادفی حاصل از صفحات *ZnO* و رنگدانه‌ی آلی افزایش می‌یابد و سپس با افزایش بیش‌تر غلظت، طیف تابشی از حالت تک مدی به دو مدی تبدیل می‌شود. ما در این بررسی، انرژی دمش آستانه را برای هر یک از مدهای لیزری برانگیخته شده در ساختارها اندازه می‌گیریم. نتایج بررسی‌های ما نشان می‌دهد که ابتدا با افزایش غلظت، آستانه‌ی مد لیزری کمتر می‌شود. با افزایش بیش‌تر غلظت، مد جدیدی در طیف تابشی ظاهر می‌شود که باعث افزایش آستانه‌ی مد قدیمی و کاهش شدت آن می‌شود.

کلید واژه- روش رشد الکتروشیمی، لیزرهای تصادفی، صفحات اکسید روی، غلظت الکترولیت.

The effect of electrolyte concentration on random lasers fabricated based on Zinc oxide nanosheets grown by electrochemical deposition

Abbas Ghasempour Ardakani, Peymaneh Rafieipour

Physics Department, College of Science, Shiraz University, Shiraz, Iran

Abstract- In this paper, we investigate experimentally the effects of changing the electrolyte concentration on the emission of random lasers fabricated based on Zinc oxide nanosheets. Zinc oxide sheets are grown on FTO glasses using electrochemical deposition technique. We use Rhodamine 6G solution as the random laser gain medium. Optical feedback is provided by light multi-scattering from ZnO sheets. It is demonstrated here that size and shape of sheets and their related lasing emission change with electrolyte concentration. It is also shown that by increasing the electrolyte concentration, first the intensity of emission peak of the random laser obtained from ZnO sheets and organic dye increases and then by further increase of concentration, the emission spectrum converts from single mode sate to double one. We measure the threshold pumping energy for each of the lasing modes excited in the structure. Our results show that at first the threshold of lasing mode decreases with increase of concentration. With further increase of concentration, a new mode appears in the emission spectrum leading to increase of the threshold of old mode and decrease of its intensity.

Keywords: electrochemical deposition technique, random lasers, Zinc oxide sheets, electrolyte concentration.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

تولید نور لیزر از محیطی بی‌نظم توسط لتوخوف و به صورت تئوری در سال ۱۹۶۸ پیش بینی شد [۱]. با این وجود اولین لیزر تصادفی همدوس به صورت تجربی در سال ۱۹۹۸ ساخته شد [۲]. لیزرهای تصادفی دسته‌ی جدیدی از لیزرها هستند که بازخورد اپتیکی در آن‌ها به وسیله‌ی چند پراکندگی نور تأمین می‌شود. لازمه‌ی لیزردهی تصادفی این است که در محیط فعال بی‌نظمی ایجاد شود به گونه‌ای که در اثر پراکندگی‌های متعدد، نور درون محیط به دام بیفتد و تقویت شود. آن‌گاه در صورت فراهم بودن بهره‌ی لازم، لیزردهی تصادفی در مدهای رزونانسی رخ می‌دهد. بنابراین اساس لیزرهای تصادفی بر پراکندگی و جایگزیدگی نور که جایگزیدگی اندرسون نوری نامیده می‌شود، استوار است. شناسایی سلول‌های سرطانی، رمزگزاری بارکدهای فوتونیکی، نمایشگرها و تراشه‌های نوری، حسگرها و... از جمله کاربردهایی است که برای لیزرهای تصادفی پیش بینی شده است [۳].

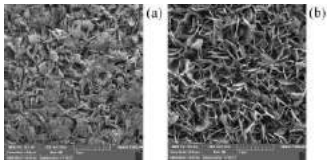
در این مقاله، از نانو صفحات اکسید روی و رنگدانه‌ی آلی رودامین 6G برای ساخت لیزرهای تصادفی استفاده می‌کنیم. در این‌جا نشان می‌دهیم که با تغییر میزان غلظت الکترولیت که برای رشد صفحات استفاده می‌شود، به راحتی می‌توان شکل و اندازه‌ی صفحات را تغییر داد. در نتیجه تغییر غلظت موجب تغییر طیف تابشی و آستانه‌ی لیزر تصادفی خواهد شد. صفحات ZnO با اندازه و جهت گیری‌های تصادفی بر روی زیر لایه رشد می‌کنند. به این دلیل می‌توان از آن‌ها به عنوان مراکز پراکننده در لیزرهای تصادفی استفاده کرد. از هارمونیک دوم لیزر پالسی Nd-YAG با طول موج ۵۳۲ نانومتر، پهنای زمانی ۱۰ نانو ثانیه و نرخ تکرار ۱۰ هرتز برای دمش اپتیکی نمونه‌ها استفاده می‌شود.

۲- روش آماده سازی مواد و چیدمان آزمایش

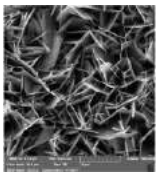
محلولی شامل غلظت ۰/۰۱۰۵ مولار از رنگدانه‌ی رودامین 6G را در اتانول و اتیلن گلیکول با نسبت حجمی برابر آماده می‌کنیم. سپس به منظور دست یابی به یک محلول همگن، نمونه را به مدت ۲ ساعت بر روی دستگاه استیرر (هم زن مغناطیسی) قرار می‌دهیم.

۲-۱- رشد نانو صفحات اکسید روی

لایه نشانی الکتروشیمی در دمای ۷۰ درجه‌ی سانتیگراد و پتانسیل ۱/۱- ولت نسبت به پتانسیل الکترود کلرید جیوه اشباع انجام می‌شود. از یک شیشه که بر روی آن لایه‌ی نازک اکسید قلع آلاییده به فلور (FTO) لایه نشانی شده است، به عنوان الکترود کار و شمارنده در یک سلول سه الکترودی استفاده می‌کنیم. بسته به زمان رشد و غلظت محلول نیترات روی، اندازه و شکل این صفحات تغییر می‌کند. در این مقاله، زمان رشد را ثابت و برابر با ۳ دقیقه در نظر می‌گیریم ولی مقدار غلظت محلول نیترات روی را تغییر می‌دهیم. از ۲۰ میلی‌لیتر محلول آبی ۰/۱ مولار کلرید پتاسیم و غلظت‌های متفاوت ۰/۰۶، ۰/۰۸ و ۰/۱۲ مولار نیترات روی به عنوان الکترولیت در سلول سه الکترودی استفاده می‌کنیم. لایه نشانی توسط دستگاه پتانسیو استات انجام می‌شود. سپس سه نمونه‌ی آماده شده را به مدت یک ساعت در هوا در دمای ۲۰۰ درجه‌ی سانتیگراد حرارت می‌دهیم. تصویر میکروسکوپ الکترونی (SEM) مربوط به سه ساختار رشد یافته را در شکل‌های ۱و ۲ مشاهده می‌کنیم.



شکل ۱: تصویر SEM از نانو صفحات ZnO رشد یافته با غلظت: (a) ۰/۰۶ و (b) ۰/۰۸ مولار نیترات روی. خط مقیاس ۵ میکرون است.

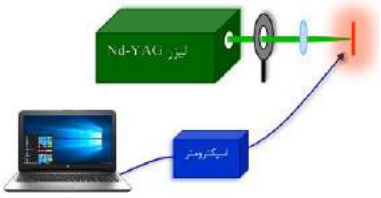


شکل ۲: تصویر SEM از نانو صفحات ZnO رشد یافته با غلظت ۰/۱۲ مولار نیترات روی. خط مقیاس ۵ میکرون است.

۲-۲- چیدمان آزمایش

به ترتیب لیزر پالسی Nd-YAG، دیافراگم، عدسی و نمونه را روبروی یک‌دیگر قرار می‌دهیم. از دیافراگم برای تغییر سطح ناحیه‌ی برانگیختگی و در نتیجه تنظیم اندازه‌ی لکه‌ی پمپ بر روی نمونه استفاده می‌کنیم. عدسی نیز نور لیزر پمپ را بر روی نمونه متمرکز می‌کند. طرح‌واره‌ای از چیدمان آزمایش در شکل ۳ نشان داده شده است:

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

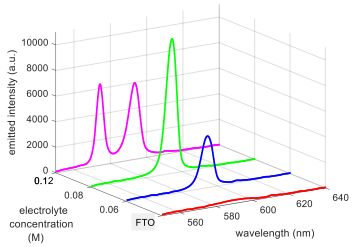


شکل ۳: طرح شماتیک از چیدمان آزمایش.

با استفاده از یک فیبر نوری تابش لیزر تصادفی گسیل شده از نمونه جمع‌آوری شده و به یک طیف سنج منتقل می‌شود. به این ترتیب، طیف تابشی را با استفاده از یک کامپیوتر ثبت می‌کنیم.

۳-۲- بحث و نتایج آزمایش

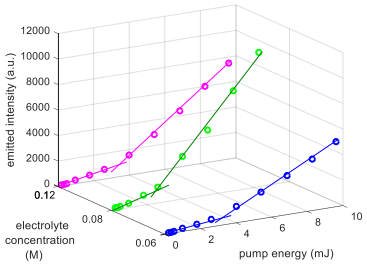
ابتدا مقداری از رنگدانه‌ی رودامین 6G را بر روی ساختارهای رشد داده شده با غلظت‌های مختلف الکترولیت و همچنین زیر لایه‌ی FTO به تنهایی، لایه نشانی غوطه وری می‌کنیم. سپس نمونه‌های آماده شده را به ترتیب در مقابل تابش هارمونیک دوم لیزر پالسی Nd-YAG قرار می‌دهیم و طیف تابشی حاصل از نمونه‌ها را ثبت می‌کنیم. تفاوت در طیف تابشی متناظر با نمونه‌های مختلف به ازای انرژی دمش ثابت ۸/۲۷ میلی‌ژول بر پالس در شکل ۴ نشان داده شده است.



شکل ۴: طیف گسیلی لیزر تصادفی به ازای انرژی پمپ ۸/۲۷ میلی‌ژول بر پالس متناظر با FTO و نمونه‌های رشد داده شده با غلظت‌های متفاوت ۰/۰۶، ۰/۰۸ و ۰/۱۲ مولار نیترات روی.

مشاهده می‌کنیم که طیف تابشی حاصل از FTO بسیار پهن و فاقد قله‌های رزونانسی است. طول موج مرکزی آن برابر با ۵۸۷ نانومتر و پهنا در نصف بیشینه متناظر با آن نیز تقریباً ۴۵ نانومتر است. این امر نشان می‌دهد که قله‌های تابشی ظاهر شده در طیف گسیلی نمونه‌های رشد داده شده با غلظت‌های متفاوت الکترولیت، تابش لیزری تصادفی حاصل از پراکندگی نور از ساختارهای ZnO است. نتایج به دست آمده نشان می‌دهند که با افزایش غلظت الکترولیت، ابتدا شدت قله‌ی تابشی، افزایش یافته و سپس با افزایش بیش‌تر غلظت؛ قله‌ی دومی در طیف تابشی ظاهر می‌شود. همان‌طور که مشاهده می‌کنیم در طیف تابشی نمونه‌های رشد داده شده با غلظت‌های ۰/۰۶ و ۰/۰۸ مولار نیترات روی، تنها یک قله ظاهر شده است. طول موج مرکزی آن به ترتیب برابر با ۵۹۳ و ۵۹۴ نانومتر است. پهنا در نصف بیشینه متناظر با آن نیز به ترتیب برابر با ۷/۵ و ۶/۷ نانومتر اندازه‌گیری می‌شود. همچنین مشاهده می‌کنیم که در طیف تابشی نمونه‌ی رشد داده شده با غلظت ۰/۱۲ مولار نیترات روی، دو قله ظاهر شده است. طول موج مرکزی مد اول (قله‌ی اول از سمت راست) و مد دوم (قله‌ی دوم از سمت راست) به ترتیب برابر با ۵۹۳ و ۵۷۴ نانومتر و پهنای آن‌ها نیز به ترتیب ۶/۷ و ۴/۴ نانومتر است. اختلاف طول موجی بین دو قله‌ی ظاهر شده در طیف برای نمونه‌ی رشد داده شده با غلظت ۰/۱۲ مولار نیترات روی، برابر با ۱۹ نانومتر است. بنابراین نتیجه می‌گیریم که وقتی غلظت محلول الکترولیت از یک مقداری بیش‌تر می‌شود، تعداد قله‌های ظاهر شده در طیف گسیلی نیز افزایش پیدا می‌کند.

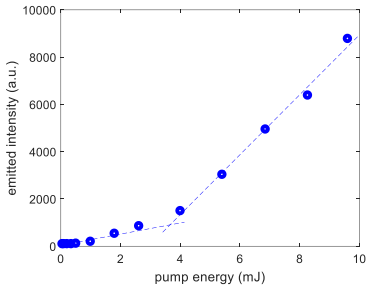
برای اندازه‌گیری انرژی دمش آستانه برای مدهای تابشی متناظر با نمونه‌های مختلف، منحنی بیشینه‌ی شدت تابشی بر حسب انرژی دمش را در شکل ۵ رسم می‌کنیم:



شکل ۵: منحنی شدت قله‌ی تابشی بر حسب انرژی هر پالس پمپ برای نمونه‌های رشد داده شده با غلظت‌های متفاوت ۰/۰۶، ۰/۰۸ و ۰/۱۲ مولار نیترات روی.

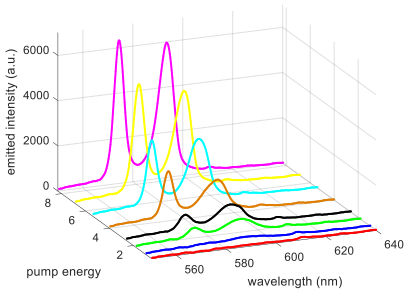
با استفاده از شکل ۵، مقادیر انرژی آستانه برای نمونه‌های رشد داده شده با غلظت‌های متفاوت الکترولیت؛ به ترتیب تقریباً برابر با ۳/۲، ۲/۷ و ۳/۵ میلی‌ژول بر پالس به دست می‌آید. منحنی بیشینه‌ی شدت تابشی بر حسب انرژی دمش، متناظر با مد تابشی دوم برای نمونه‌ی رشد داده شده با غلظت ۰/۱۲ مولار نیترات روی نیز در شکل ۶ نشان داده شده است. از روی شکل ۶، شدت دمش آستانه برای مد دوم در نمونه‌ی رشد داده شده با غلظت ۰/۱۲ مولار نیترات روی تقریباً برابر با ۳/۷ میلی‌ژول بر پالس به دست می‌آید.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد



شکل ۶: منحنی شدت قله‌ی تابشی بر حسب انرژی هر پالس پمپ متناظر با مد تابشی اول مربوط به نمونه‌ی رشد داده شده با غلظت ۰/۱۲ مولار نیترات روی.

همان‌گونه که در شکل ۵ دیده می‌شود با افزایش غلظت الکترولیت، آستانه‌ی نوسان لیزری تصادفی در نمونه‌ی رشد داده شده با غلظت ۰/۰۸ مولار نیترات روی نسبت به نمونه‌ی رشد داده شده با غلظت ۰/۰۶ مولار نیترات روی کاهش پیدا می‌کند. در شکل ۱ مشاهده می‌کنیم که در نمونه‌ی رشد داده شده با غلظت ۰/۰۸ مولار نیترات روی نسبت به نمونه‌ی رشد داده شده با غلظت ۰/۰۶ مولار نیترات روی، اندازه‌ی صفحات بزرگ‌تر و حجم حفره‌های خالی تشکیل شده در بین صفحات ZnO بیش‌تر می‌شود. در نتیجه با افزایش پراکندگی و افزایش حجم رنگدانه‌ی قرار گرفته درون حفره‌ها، به ترتیب میزان ضریب کیفیت و بهره‌ی کاواک‌های تصادفی بیش‌تر می‌شود. متناظر با هر کاواک لیزری تصادفی نیز مدهای رزونانسی وجود دارند که در صورت فراهم شدن شرط نوسان لیزری، لیزردهی تصادفی در طول موج رزونانسی اتفاق می‌افتد. بنابراین انتظار داریم که مقدار آستانه در نمونه‌ی رشد داده شده با غلظت ۰/۰۸ مولار نیترات روی نسبت به نمونه‌ی رشد داده شده با غلظت ۰/۰۶ مولار نیترات روی کم‌تر باشد. همان‌گونه که نتایج نشان می‌دهند در طیف تابشی نمونه‌ی رشد داده شده با غلظت ۰/۱۲ مولار نیترات روی (شکل ۴)، دو قله‌ی تابشی ظاهر شده است که شدت آن‌ها نسبت به تک قله‌ی تابشی در طیف نمونه‌ی رشد داده شده با غلظت ۰/۰۸ مولار نیترات روی کم‌تر است. علت آن اشباع متقابل بین دو مد ظاهر شده در طیف تابشی نمونه‌ی رشد داده شده با غلظت ۰/۱۲ مولار نیترات روی است. همچنین مشاهده می‌کنیم که آستانه‌ی نوسان لیزری مد اول برای نمونه‌ی رشد داده شده با غلظت ۰/۱۲ مولار نیترات روی در شکل ۵، نسبت به سایر نمونه‌ها بیش‌تر است. علت آن به اثر اشباع متقابل و رقابت بین مدها بر می‌گردد. همان‌طور که در شکل ۶ ملاحظه می‌کنیم انرژی دمش آستانه برای مد دوم در نمونه‌ی رشد داده شده با غلظت ۰/۱۲ مولار نیترات روی برابر با ۳/۷ میلی‌ژول بر پالس است که تقریباً با آستانه‌ی مد اول مساوی است. در شکل ۷، تحول طیف تابشی به ازای انرژی‌های دمش مختلف ۰/۵، ۰/۹۸، ۱/۸، ۲/۶، ۴، ۵/۴، ۶/۸۵ و ۸/۲۷ میلی ژول بر پالس نشان داده شده است. در این شکل مشاهده می‌کنیم که مد دوم به ازای انرژی‌های دمش کم همراه با مد اول در ساختار برانگیخته می‌شود. بنابراین اشباع مد اول توسط مد دوم، باعث زیاد بودن آستانه‌ی این مد در نمونه‌ی رشد داده شده با غلظت ۰/۱۲ مولار نیترات روی نسبت به بقیه‌ی نمونه‌ها می‌شود.



شکل ۷: تغییر طیف تابشی با افزایش انرژی دمش بر حسب میلی ژول بر پالس مربوط به نمونه‌ی رشد داده شده با غلظت ۰/۱۲ مولار نیترات روی.

۳- نتیجه‌گیری

در این مقاله، اثر تغییر غلظت الکترولیت را بر روی طیف تابشی و آستانه‌ی لیزردهی لیزر تصادفی ساخته شده بر اساس نانو صفحات ZnO بررسی کردیم. صفحات اکسید روی به روش الکتروشیمی بر روی شیشه‌های FTO رشد داده شدند. از صفحات ZnO به عنوان مراکز پراکننده در لیزرهای تصادفی استفاده کردیم. محلول رنگدانه‌ی رودامین 6G نیز به عنوان محیط بهره به کار رفت. مشاهده کردیم که طیف تابشی و آستانه‌ی مدها به غلظت الکترولیت کاملاً وابسته است. دلیل این اثر وابسته بودن شکل و اندازه‌ی صفحات به غلظت الکترولیت است.

سپاسگزاری

از خانم‌ها نیلوفر صادقی و پریا کشاورز که در انجام پژوهش حاضر ما را یاری نمودند، سپاسگزاری می‌کنیم.

مراجع

[1] V. S. Letokhov, “Generation of light by a scattering medium with negative resonance absorption”, Sov. Phys. JETP., Vol. 26, pp. 835-840, 1968.

[2] H. Cao, Y. G. Zhao, S. T. Ho, E. W. Seelig, Q. H. Wang, R. P. T. Chang, “Random Laser Action in Semiconductor Powder”, Phys. Rev. Lett., Vol. 82, pp. 2278-2281, 1998.

[3] F. Luan, B. Gu, A. S. L. Gomes, K. Yong, Sh. Wen, P. N. Prasad, “Lasing in nanocomposite random media”, Nano Today, Vol. 10, pp. 168-192, 2015.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

گسیل لیزر تصادفی تک مد حاصل از محلول ذرات اکسید تنگستن پخش شده در رنگدانه‌ی رودامین 6G

عباس قاسم‌پور اردکانی، پیمانه رفیعی پور

ایران، شیراز، دانشگاه شیراز، دانشکده‌ی علوم، بخش فیزیک

چکیده – در این مقاله، به صورت تجربی گسیل لیزر تصادفی را از محلول شامل ذرات اکسید تنگستن و رنگدانه‌ی آلی رودامین *6G* بررسی می‌کنیم. نظر به اهمیت و کاربرد اکسید تنگستن در حسگرهای گازی، مواد الکتروکرومیک، الکترودهای نوری و سایر ابزارهای اپتوالکتریکی، این ماده را به عنوان مراکز پراکننده در محیط تصادفی انتخاب کردیم. تا جایی که اطلاع داریم، این کار برای اولین بار در این مقاله انجام می‌شود. ذرات اکسید تنگستن بازخورد نوری را از طریق چند پراکندگی نور فراهم می‌کنند. محلول رودامین *6G* نیز بهره‌ی نوری را از طریق گسیل القایی تأمین می‌کند. از هماهنگ دوم لیزر ضربانی *Nd-YAG* با طول موج ۵۳۲ نانومتر برای برانگیختگی نوری نمونه استفاده می‌کنیم. همچنین اثر تغییر غلظت ذرات WO_3 را بر روی آستانه‌ی لیزری تصادفی بررسی می‌کنیم. نتایج بررسی‌های ما نشان می‌دهند که با افزودن ذرات اکسید تنگستن به محلول رنگدانه‌ی رودامین *6G*، تابش لیزری تصادفی تک مد از نمونه به دست می‌آید. همچنین مقدار شدت دمش آستانه را برای هر کدام از نمونه‌های آماده شده شامل غلظت‌های مختلف ذرات WO_3 اندازه می‌گیریم. نتایج اندازه‌گیری‌ها نشان می‌دهند که با افزایش غلظت ذرات پراکننده، آستانه‌ی لیزردهی تصادفی کاهش پیدا می‌کند.

کلید واژه- اکسید تنگستن، چند پراکندگی نور، لیزرهای تصادفی.

Single mode random lasing emission from tungsten oxide particles dispersed in Rhodamine 6G solution

Abbas Ghasempour Ardakani, Peymaneh Rafieipour

Physics Department, College of Science, Shiraz University, Shiraz, Iran

Abstract- In this paper, we experimentally investigate the random lasing emission from tungsten oxide particles in Rhodamine 6G solution. Due to the importance and applications of tungsten oxide in gas sensors, electrochromic materials, photoelectrodes and other optoelectrical devices, we choose this material as the scattering centers in random media. Up to our knowledge, it is for the first time that this work is done. Tungsten oxide particles provide optical feedback by multiple light scattering. Optical gain is provided by Rhodamine 6G solution through stimulated emission. For optical excitation of the sample, we use the second harmonic of Nd-YAG pulsed laser with the wavelength of 532 nm. Also we investigate the effect of the variation of WO_3 particle concentrations on random lasing threshold. Our results show that single mode random lasing emission is achieved from the sample, by adding tungsten oxide particles to Rhodamine 6G solution. Also we calculate the threshold pumping energy for each of the prepared samples containing different concentrations of tungsten oxide particles. Calculated results show that by increasing the concentrations of the scattering centers, random lasing threshold is decreased.

Keywords: tungsten oxide, multiple light scattering, random lasers.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

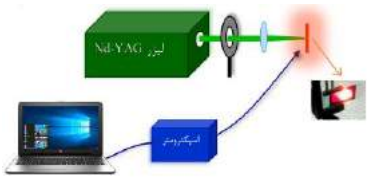
لیزرهای تصادفی، لیزرهای بدون آینه نامیده می‌شوند. به این علت که بر خلاف لیزرهای معمولی، بازخورد نوری در آن‌ها توسط آینه تأمین نمی‌شود. بلکه چند پراکندگی نور درون محیط بهره بازخورد نوری لازم را برای نوسان لیزری تصادفی فراهم می‌کند. لیزرهای تصادفی بر حسب مکانیزم بازخورد به دو دسته‌ی لیزرهای تصادفی همدوس و ناهمدوس تقسیم‌بندی می‌شوند. بازخورد در لیزرهای تصادفی همدوس از نوع تشدیدی و در لیزرهای تصادفی ناهمدوس از نوع غیر تشدیدی است. محیط فعال لیزرهای تصادفی می‌تواند انواع رنگدانه‌های آلی، پودرهای نیمه رسانا، کریستال‌های مایع، نقاط کوانتومی و... باشد [۱]. تولید نور لیزر تصادفی اولین بار به صورت تئوری توسط لتوخوف در سال ۱۹۶۸پیش بینی شد [۲]. اولین تابش لیزری تصادفی همدوس نیز در سال ۱۹۹۸ به صورت تجربی مشاهده گردید [۳]. اکسید تنگستن به دلیل حساسیت بالا به نور، ویژگی‌های خوب انتقال الکترون و پایداری در برابر خوردگی نوری در محلول‌های آبی اسیدی از اهمیت بالقوه‌ای برخوردار است. کاربرد اکسید تنگستن به عنوان نیمه رسانای نوع n در حسگرهای گازی، مواد الکتروکرومیک، الکترودهای نوری و سایر ابزارهای اپتوالکتریکی بسیار مورد توجه قرار گرفته است. بنابراین ساخت لیزرهای تصادفی بر پایه‌ی اکسید تنگستن می‌تواند دریچه‌ی جدیدی را بر روی کاربردهای لیزرهای تصادفی در این فناوری‌ها باز کند. در این مقاله، گسیل تک مد لیزر تصادفی را از محلول رنگدانه‌ی آلی و ذرات پودری WO_3 گزارش می‌دهیم. تا جایی که اطلاع داریم ساخت لیزر تصادفی بر پایه‌ی ذرات اکسید تنگستن تاکنون در مقالات داخلی و خارجی گزارش نشده است. همچنین اثر افزایش غلظت ذرات WO_3 بر روی آستانه‌ی نوسان لیزری را بررسی می‌کنیم. پژوهشی که در این مقاله انجام می‌دهیم می‌تواند آغازگر سایر تحقیقات در زمینه‌ی لیزرهای تصادفی بر پایه‌ی اکسید تنگستن باشد.

۲- روش آماده سازی مواد و چیدمان آزمایش

از پودر اکسید تنگستن (ultra-pure, Merck) به رنگ زرد کم رنگ استفاده می‌کنیم. همچنین پودر رنگدانه‌ی رودامین ۶G محصول شرکت سیگما آلدریچ، با محتوای رنگ ۹۵٪ و به رنگ قرمز تیره به عنوان محیط بهره در لیزر تصادفی به کار می‌رود. به منظور بررسی اثر تغییر غلظت ذرات پراکننده بر روی آستانه‌ی لیزر تصادفی، سه محلول مجزا از هم شامل غلظت‌های مختلف ۰/۰۰۷۲، ۰/۰۱۴۴ و ۰/۰۲۱۶ مولار از اکسید تنگستن و غلظت ثابت ۰/۰۰۴۸ مولار از رنگدانه‌ی رودامین ۶G در اتانول و اتیلن گلیکول با نسبت حجمی ۲ به ۱ را آماده می‌کنیم. لازم به ذکر است که از اتانول و اتیلن گلیکول به ترتیب با درصدهای خلوص ۹۹/۸٪ و ۹۹/۵٪، تولید شده توسط شرکت‌های کیمیا الکل زنجان و Merck استفاده می‌کنیم. از آن جایی که گرانروی اتیلن گلیکول نسبت به اتانول بیش‌تر است بنابراین مقدار آن را بیش‌تر انتخاب می‌کنیم تا به این ترتیب ذرات WO_3 درون محلول دیرتر ته نشین شوند. برای دست یابی به یک محلول همگن، ابتدا هر یک از آن‌ها را به مدت یک ساعت بر روی دستگاه استیرر (هم زن مغناطیسی) قرار داده و سپس به مدت نیم ساعت نیز اولتراسونیک می‌کنیم. یک نمونه محلول شامل فقط رودامین ۶G با غلظت ۰/۰۰۴۸ مولار نیز آماده می‌شود. پس از آماده سازی محلول‌ها، مقداری از هر کدام از آن‌ها را بین دو لام میکروسکوپ قرار می‌دهیم و به این ترتیب یک سلول لیزر تصادفی آماده می‌شود.

۲-۱- چیدمان آزمایش

در شکل ۱ چیدمان آزمایش را مشاهده می‌کنیم:



شکل ۱: طرحواره‌ای از محل قرارگیری و چیدمان وسایل آزمایش.

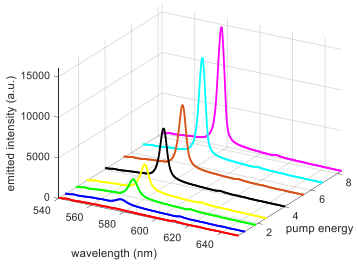
از چپ به راست، به ترتیب لیزر ضربانی Nd-YAG، روزنه، عدسی و نمونه را روبروی یکدیگر قرار می‌دهیم. از روزنه برای تنظیم اندازه‌ی لکه‌ی دمش بر روی نمونه استفاده می‌کنیم. عدسی نور لیزر دمش را بر روی نمونه متمرکز می‌کند. یک تار نوری (قطر مغزی ۲۰۰ میکرون و نوع UV-VIS) تابش لیزر تصادفی گسیل شده از نمونه را جمع‌آوری کرده و به یک بیناب سنج (HR-2000 Ocean Optics) با دقت ۰/۰۵ نانومتر منتقل می‌کند. تزویج تابش گسیلی به تار نوری توسط یک جفت کننده‌ی تار انجام می‌شود. سپس با استفاده از کامپیوتری که به بیناب سنج متصل است، طیف تابشی را ثبت می‌کنیم. به منظور اندازه‌گیری شدت تابش لیزر دمش بر روی نمونه نیز از یک دستگاه ژول‌متر با دقت ۱ میکرو ژول و ساخت شرکت Gentec استفاده

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

می‌شود. برای انتقال نور به ژول متر از یک تقسیم کننده‌ی باریکه استفاده می‌شود.

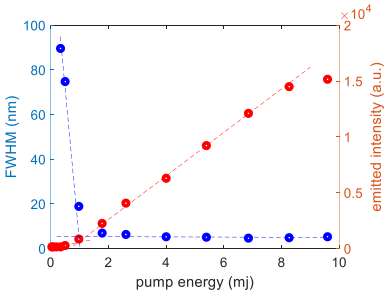
۲-۲- بحث و نتایج آزمایش

ما ابتدا محلول ۰/۰۲۱۶ مولار اکسید تنگستن را در برابر تابش هماهنگ دوم لیزر ضربانی Nd-YAG با طول موج ۵۳۲ نانومتر، پهنای زمانی ۱۰ نانو ثانیه و نرخ تکرار ۱۰ هرتز قرار می‌دهیم و اثر افزایش انرژی دمش را بر روی طیف تابشی آن بررسی می‌کنیم. نتیجه به ازای انرژی‌های دمش ۰/۵، ۰/۹۸، ۱/۸، ۲/۶، ۴، ۵/۴، ۶/۸۵ و ۸/۲۷ میلی ژول بر ضربان در شکل ۲ نشان داده شده است:



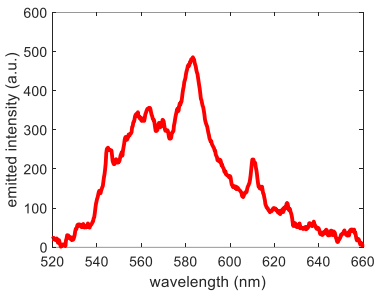
شکل ۲: تحول طیف گسیل بر حسب طول موج با افزایش انرژی دمش برای محلول ۰/۰۲۱۶ مولار WO_3.

مشاهده می‌کنیم در انرژی‌های دمش کم، طیف تابشی بسیار پهن و فاقد قله‌ی تابشی است. با افزایش انرژی دمش، منحنی تابشی به طرف قله‌ی مرکزی محیط فعال باریک شده و گسیل خود به خودی تقویت شده اتفاق می‌افتد. زمانی که انرژی دمش از مقدار آستانه بیش‌تر شود، آن‌گاه یک قله‌ی تابشی با پهنای کم در طیف گسیلی ظاهر می‌شود که شدت آن با افزایش انرژی دمش، بیش‌تر می‌شود. طول موج مرکزی آن به ازای انرژی دمش ۴ میلی‌ژول بر ضربان، برابر با ۵۷۶ نانومتر و پهنا در نصف بیشینه (FWHM) برابر با ۵/۵ نانومتر می‌باشد.



شکل ۳: منحنی شدت بیشینه و پهنا در نصف بیشینه‌ی قله‌ی تابشی بر حسب انرژی هر ضربان دمش، برای محلول ۰/۰۲۱۶ مولار WO_3.

برای اندازه‌گیری شدت دمش آستانه متناظر با قله‌ی تابشی ظاهر شده، منحنی شدت بیشینه‌ی تابشی را بر حسب انرژی دمش رسم می‌کنیم (شکل۳). همچنین، پهنای قله‌ی تابشی بر حسب انرژی ضربان دمش را در شکل ۳ نشان داده‌ایم. دایره‌ها متناظر با داده‌های حاصل از آزمایش و خط چین نیز برازش نمودار به داده‌های تجربی است. مشاهده می‌کنیم که روند افزایش شدت تابشی با افزایش انرژی دمش، از یک انرژی دمش مشخص به بعد، ناگهان با شیب بیش‌تری اتفاق می‌افتد. این انرژی دمش، انرژی دمش آستانه نام دارد و مقداری از انرژی دمش است که به ازای آن، بهره‌ی لازم فراهم شده و نوسان لیزری برای مد تشدیدی رخ می‌دهد. ما شدت دمش آستانه را تقریباً برابر با ۰/۸ میلی ژول بر ضربان به دست می‌آوریم. همچنین مشاهده می‌کنیم که در انرژی دمش آستانه، پهنای قله‌ی تابشی خیلی سریع کاهش می‌یابد. همان‌گونه که می‌دانیم افزایش ناگهانی در شدت و کاهش سریع در پهنای قله‌ی تابشی دو مشخصه از رخدادن نوسان لیزری هستند. بنابراین ما نتیجه می‌گیریم که در نمونه‌ی مورد بررسی که حاوی غلظت ۰/۰۲۱۶ مولار از WO_3 است، نوسان لیزری تصادفی اتفاق افتاده است. همچنین آستانه‌ی به دست آمده از هر دو منحنی در شکل ۳ بر هم منطبق است. در مرحله‌ی بعد نمونه‌ی ۰/۰۰۴۸ مولار رودامین 6G و فاقد ذرات WO_3 را تحت دمش قرار می‌دهیم و تابش فلوئورسانس حاصل را به ازای انرژی دمش ۴ میلی‌ژول بر ضربان ثبت می‌کنیم (شکل۴):

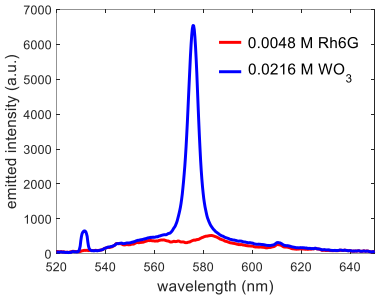


شکل ۴: طیف گسیل بر حسب طول موج برای محلول ۰/۰۰۴۸ مولار فقط رنگدانه‌ی آلی و به ازای انرژی دمش ۴ میلی‌ژول بر ضربان.

پهنا در نصف بیشینه برای تابش فلوئورسانس تقریباً برابر با ۵۶/۵ نانومتر و طول موج مرکزی نیز ۵۷۰ نانومتر می‌باشد. نتایج به دست آمده نشان می‌دهند زمانی که ذرات WO_3 درون محلول حاوی رنگدانه‌ی آلی وجود داشته باشند، پهنای قله‌ی تابشی بسیار باریک و شدت آن نیز بسیار زیاد می‌شود. به عبارت دیگر با افزودن ذرات WO_3 به محلول، شدت تابشی ۱۳ برابر افزایش و پهنا در نصف بیشینه نیز تقریباً ۱۱ برابر کاهش پیدا می‌کند. این افزایش در شدت

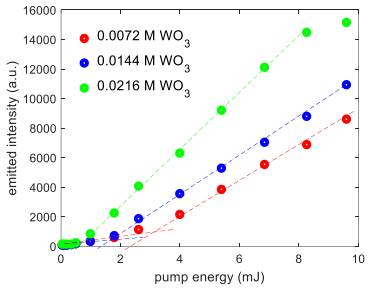
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

و کاهش در پهنا در شکل ۵ نشان داده شده است. در این شکل، قله‌ی مشاهده شده در طول موج ۵۳۲ نانومتر مربوط به موج دمش است که برای دمش نوری ساختار به کار رفته است.



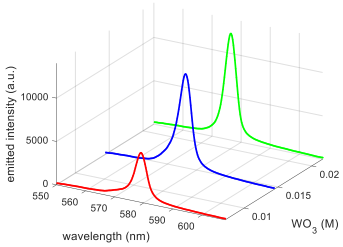
شکل ۵: طیف گسیل بر حسب طول موج به ازای انرژی دمش ۴ میلی‌ژول بر ضربان برای محلول رنگدانه‌ی حاوی ذرات WO_3 (منحنی آبی) و فاقد آن‌ها (منحنی قرمز).

بنابراین نتیجه می‌گیریم که تابش لیزری تصادفی به دست آمده از محلول ۰/۰۲۱۶ مولار WO_3 به دلیل وجود ذرات WO_3 اتفاق می‌افتد. علت فیزیکی این پدیده آن است که وجود ذرات WO_3 در محیط بهره باعث چند پراکندگی نور می‌شود. هرچه میزان بی‌نظمی در ساختار تصادفی و کاتوره‌ای بیش‌تر باشد، نور نیز بیش‌تر پراکنده شده و بنابراین زمان بیش‌تری را درون محیط بهره باقی می‌ماند. در نتیجه بیش‌تر تقویت می‌شود. میزان بی‌نظمی ساختار تصادفی وابسته به میزان و موقعیت ذرات WO_3 درون محیط بهره است. بنابراین نوری که وارد یک ساختار تصادفی با بی‌نظمی زیاد می‌شود، ممکن است در برخی نواحی دورن محیط جایگزیده شود و به دام بیفتد. این نواحی را اصطلاحاً کاواک لیزری تصادفی می‌نامند. متناظر با هر کاواک تصادفی، تعدادی مد تشدیدی برای ساختار تصادفی وجود دارد و اگر بهره به اندازه‌ی کافی زیاد شود که بر افت‌های متناظر با کاواک‌ها غلبه کند، آن‌گاه گسیل لیزر تصادفی در فرکانس‌های رزونانسی اتفاق می‌افتد.



شکل ۶: منحنی شدت قله‌ی تابشی بر حسب انرژی هر ضربان دمش برای محلول‌های ۰/۰۰۷۲، ۰/۰۱۴۴ و ۰/۰۲۱۶ مولار WO_3.

ما در بخش بعدی از بررسی‌ها، اثر تغییر غلظت WO_3 را بر روی آستانه‌ی گسیل لیزر تصادفی بررسی می‌کنیم (شکل ۶). مشاهده می‌کنیم که افزایش غلظت WO_3 باعث کاهش آستانه می‌شود. آستانه‌ی اندازه‌گیری شده به ترتیب برای محلول‌های ۰/۰۰۷۲، ۰/۰۱۴۴ و ۰/۰۲۱۶ مولار WO_3 برابر با ۳/۲، ۱/۸ و ۰/۸ میلی‌ژول بر ضربان است. هرچه غلظت ذرات WO_3 درون محیط بهره بیش‌تر باشد، نور بیش‌تر پراکنده می‌شود و به این ترتیب ضریب کیفیت کاواک‌های تصادفی شکل گرفته نیز افزایش پیدا می‌کند. بنابراین در صورت فراهم شدن بهره‌ی لازم، آستانه‌ی گسیل لیزر تصادفی نیز کاهش پیدا می‌کند. نتایج به دست آمده نشان می‌دهد که ضریب کیفیت مد تشدیدی در نمونه‌ی ۰/۰۲۱۶ مولار WO_3 نسبت به سایر نمونه‌ها بیش‌تر است. بنابراین انتظار داریم که شدت قله‌ی تابشی آن نیز در یک انرژی دمش ثابت (بهره‌ی ثابت و معین)، نسبت به قله‌ی تابشی متناظر با نمونه‌های ۰/۰۰۷۲ و ۰/۰۱۴۴ مولار WO_3 بیش‌تر باشد. این نتیجه را در شکل ۸ به خوبی می‌توانیم مشاهده کنیم:



شکل ۸: طیف گسیل بر حسب طول موج به ازای انرژی دمش ۶/۸۵ میلی‌ژول بر ضربان، حاصل از محلول‌های با غلظت‌های مختلف WO_3.

۳- نتیجه‌گیری

در این مقاله، یک لیزر تصادفی بر پایه‌ی ذرات پودری WO_3 ساخته شد. از هماهنگ دوم لیزر ضربانی Nd-YAG برای دمش نوری ساختار استفاده کردیم. نتایج بررسی‌های ما گسیل تک مد تابش لیزری تصادفی را از محلول‌های حاوی ذرات WO_3 و رنگدانه‌ی رودامین 6G نشان می‌داد. همچنین مشاهده کردیم که افزایش غلظت ذرات پراکننده آستانه‌ی نوسان لیزری تصادفی را کاهش می‌دهد.

مراجع

[1] F. Luan, B. Gu, A. S. L. Gomes, K. Yong, Sh. Wen, P. N. Prasad, "Lasing in nanocomposite random media", Nano Today, Vol. 10, pp. 168-192, 2015.

[2] V. S. Letokhov, "Generation of light by a scattering medium with negative resonance absorption", Sov. Phys. JETP., Vol. 26, pp. 835-840, 1968.

[3] H. Cao, Y. G. Zhao, S. T. Ho, E. W. Seelig, Q. H. Wang, R. P. T. Chang, "Random Laser Action in Semiconductor Powder", Phys. Rev. Lett., Vol. 82, pp. 2278-2281, 1998.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

بررسی خواص نوری نانوذرات اکسید مس (۲) سنتز شده از طریق کندگی لیزری

هاجر آزادی، حسین دیزجقربانی اقدم، مرضیه اسماعیل زاده و رسول ملک فر

گروه فیزیک اتمی و مولکولی، بخش فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه تربیت مدرس، تهران صندوق پستی ۱۷۵-۱۴۱۱۵

چکیده – در این مقاله خواص ساختاری و نوری نانوذرات اکسید مس (۲) سنتز شده از طریق کندگی لیزری در مایع مورد بررسی قرار گرفته است. نانوذرات به وسیله کندگی ورقه مس خالص در محلول آب اکسیژنه *vol%* ۱۰، به عنوان محیط اکسیدکننده، و با استفاده از هماهنگ اصلی لیزر *Ce:Nd:YAG* با طول موج ۱۰۶۴ نانومتر، پهنای تپ ۱۰ نانوثانیه و نرخ تکرار ۱۰ هرتز و انرژی *mJ/pulse* ۳۵۰ سنتز شده‌اند. زمان تابش‌دهی ۳۰ دقیقه بود. فاز و ساختار بلوری نمونه از طریق پراش پرتو ایکس (*XRD*)، طیف‌سنجی تبدیل فوریه (*FTIR*) و رامان بررسی شده است. الگوی *XRD* وجود دو فاز *Cu/CuO* را در ماده تولید شده نشان می‌دهد. طیف‌های *FTIR* و رامان تشکیل نانوذرات *CuO* را تایید می‌کنند. تصویر میکروسکوپ الکترونی روبشی گسیل میدانی (*FESEM*) سنتز نانوساختارهای پولکی شکل را نشان می‌دهد. بررسی طیف جذب مرئی/فرابنفش (*UV-Visible*) نشان‌دهنده گاف انرژی حدود *eV* ۲/۲ برای ماده سنتز شده است. نانوذرات سنتز شده با توجه به دارا بودن گاف انرژی مرئی می‌تواند یک فوتوکاتالیست ایده آل برای جذب نور خورشید در کاربردهای مختلف باشد.

کلید واژه- کندگی لیزری، سریوم –نئودیمیوم- یاگ، اکسید مس (۲)، آب اکسیژنه

Investigation of optical properties of laser ablated copper (II) oxide nanoparticles

Hajar Azadi, Hossein Dizajghorbani Aghdam, Marzieh Esmaeilzadeh and Rasoul Malekfar

Atomic and Molecular Physics Group, Department of Physics, Tarbiat Modares University,

Abstract- In this paper, structural and optical properties of copper (II) oxide nanoparticles, synthesized by pulsed laser ablation in liquid, have been investigated. Nanoparticles have been synthesized using ablation of pure copper in 10 vol% hydrogen peroxide solution, as an oxidizing media, using the fundamental wavelength (1064 nm) of a pulsed Ce:Nd:YAG laser with 10 ns pulse duration operated at a repetition rate of 10 Hz and laser pulse energy of 350 mJ/pulse. The ablation time was 30 minutes. Phase and crystalline structure of the sample were studied with X-ray diffraction (XRD), Fourier transform infrared (FTIR) and Raman spectroscopy. XRD pattern indicates that the product material is in two phases (Cu/CuO). FTIR and Raman spectra confirm the formation of CuO nanoparticles. Field emission scanning electron microscopy (FESEM) image of the sample shows synthesis of flake-like nanostructures. The UV-Vis absorption investigation shows that the synthesized material has a band gap of about 2.2 eV. The visible band gap energy makes the product material an ideal photocatalyst to harvest solar radiation for various applications.

Keywords: Laser ablation, Ce: Nd: YAG, Copper Oxide (II), Hydrogen peroxide

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

اکسیدهای فلزی، با توجه به کاربردهای وسیعی که در زمینه‌های مختلف مانند ابزارهای ذخیره‌سازی مغناطیسی، تبدیل انرژی خورشیدی، الکترونیک و کاتالیزور دارند، مورد توجه هستند. از طرفی نانوساختارهای اکسید فلزی، با توجه به نسبت سطح به حجم بالا و خواص فیزیکی منحصر بفردی که از خود نشان می‌دهند، مورد توجه قرار گرفته‌اند. در این میان اکسیدهای مس به دلیل در دسترس بودن و سمی نبودن و زیست سازگار بودن آنها انتخاب مناسبی به شمار می‌روند [۱].

اکسید مس (۲) (CuO) یک نیم‌رسانای ذاتی نوع p با ساختار تک‌میلی و گاف انرژی (E_g) باریک ۱/۲ الکترون ولت می‌باشد. نانوذرات این اکسید فلزی، با توجه به جذب بالای نور مرئی، در کاربردهای تبدیل انرژی خورشیدی، کاتالیزور نوری، خاصیت ضدمیکروبی و ضدعفونی کنندگی مورد توجه قرار گرفته‌اند [۲،۳]. روش‌های مختلفی مانند: الکوترمال [۴]، الکترونشست [۵]، رسوب بخار شیمیایی [۶]، و ... برای ساخت نانوذرات CuO به کار گرفته شده است.

روش کندگی لیزر تپی در مایعات یک روش سنتز تمیز برای تولید مواد با خلوص بالا و بدون ایجاد پسماندهای مضر می‌باشد. نتیجه برهم‌کنش تپ لیزر با ماده، تبخیر آن، کنده‌شدن اتم‌ها و یون‌ها، تشکیل و انبساط پلاسما و در نهایت سنتز نانوذراتی با شکل، توزیع اندازه و تراکم ذرات قابل کنترل با بهینه کردن برخی پارامترهای مؤثر می باشد.

در این پژوهش نانوذرات CuO، با روش کندگی لیزر تپی بر روی ورقه مسی خالص در محلول آب اکسیژنه (H_2O_2) ۱۰ درصد، تحت تابش با طول موج ۱۰۶۴ nm لیزر تپی Ce:Nd:YAG سنتز شدند و ویژگی‌های نوری و ساختاری آنها بررسی شد.

۲- روش ساخت نانوذرات و مشخصه‌یابی

برای ساخت نانوذرات ورقه مس خالص ٪۹۹/۹۸ به عنوان هدف در یک ظرف حاوی ۸ میلی‌لیتر محلول آب اکسیژنه ۱۰ vol% قرار داده شد. پرتو لیزر Ce:Nd:YAG به طول موج ۱۰۶۴ nm و فرکانس ۱۰ Hz و زمان تپ ۱۰ نانوثانیه و انرژی ۳۵۰ mJ بر هر تپ توسط یک عدسی همگرا به فاصله کانونی ۱۰ سانتیمتر روی هدف متمرکز شد. بعد از ۳۰ دقیقه تابش لیزری محلول کلوئیدی نارنجی رنگی به دست آمد. محلول به دست آمده ۲۴ ساعت در دمای اتاق و زیر هود خشک شد و پودر حاصل به منظور مشخصه‌یابی استفاده شد.

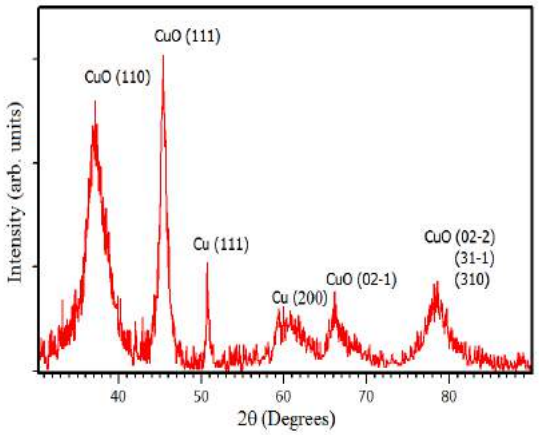
روش‌های طیف‌سنجی جذب مرئی/ فرابنفش (UV-Visible)، تبدیل فوریه مادون قرمز (FTIR)، رامان، پراش پرتو ایکس (XRD) و میکروسکوپ الکترونی روبشی گسیل میدانی (FESEM) برای مشخصه‌یابی نمونه‌های سنتز شده استفاده شدند. برای بررسی طیف جذبی نمونه‌ها از طیف-سنج PG Instruments UV-Vis مدل +T80 استفاده شد. بررسی ساختار فازی به وسیله پراش اشعه ایکس با دستگاه XRD فیلیپس مدل Xpert انجام شد. الگوی پراش با لامپ کبالت با طول موج ۱/۷۸۸۹۷ در محدوده زاویه ۱۰ تا ۹۰ و با اندازه گام ۰/۰۲ به دست آمد. نوع پیوندهای تشکیل شده و ساختار مولکولی نیز با استفاده از طیف FTIR به دست آمده از طیف‌سنج مدل Shimadzu 4300 و طیف رامان به دست آمده از طیف‌سنج رامان مدل Almega Thermo Nicolet بررسی شد. همچنین به منظور تعیین ریخت‌شناسی (مورفولوژی) ذرات از دستگاه FESEM مدل MIRA3TESCAN-XMU استفاده شد.

۳- نتایج و بحث

بررسی الگوی پراش اشعه X برای شناسایی فاز و ساختار بلوری ماده سنتز شده بر روی پودر حاصل از نمونه انجام شد. شکل ۱ الگوی پراش اشعه X پودر حاصل از نمونه سنتز شده را نشان می‌دهد که با الگوی استاندارد ۰۸۳۶-۰۰۴-۰۰ مربوط به مس و ۱۵۴۸-۰۴۸-۰۰ مربوط به اکسید مس هم‌خوانی دارد و بیانگر وجود دو فاز مس و اکسید مس (۲) در ماده سنتز شده می‌باشند. فاز CuO با ساختار تک‌میلی و صفحات اصلی (۰ ۱ ۱) و (۱ ۱ ۱) واقع در زوایای 38° و 45° و فاز Cu با ساختار مکعبی و صفحات اصلی (۱ ۱ ۱) و (۰ ۰ ۲) واقع در زوایای 51° و 59° قابل شناسایی است. کاهش قابل توجهی در قله‌های مربوط به صفحات (۱- ۱ ۱) و (۲ ۰ ۰) اکسید مس دیده می‌شود. حذف این قله‌ها می‌تواند ناشی از ساختارهای نانوصفحه ای نمونه باشد. پهن‌شدگی قله‌های الگوی پراش نشان‌دهنده کوچک بودن

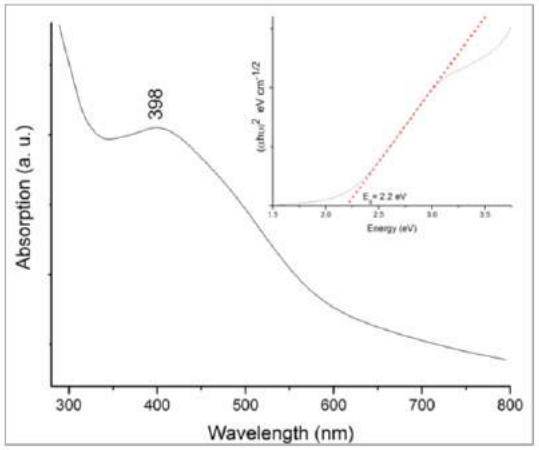
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

میانگین اندازه بلورک‌ها در نمونه است.



شکل ۱: الگوی پراش اشعه X نانوذرات ساخته شده با لیزر تپی

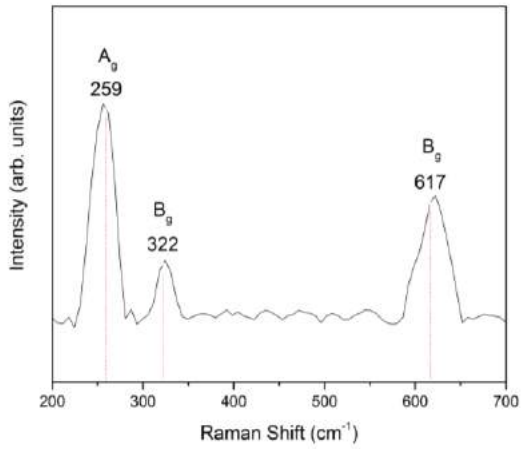
در واقع زمانی که باریکه لیزری به ورقه مس برخورد می‌کند، دمای سطح مس بالا می‌رود به طوری که خروج توده پلاسمایی از سطح آن اتفاق می‌افتد. وجود مایع محصور کننده (محلول H_2O_2) باعث افزایش دما و فشار توده پلاسما می‌شود و محیط مناسبی برای واکنش‌های شیمیایی بین ذرات کنده شده و مایع اکسیدکننده فراهم می‌کند. همان‌طور که الگوی XRD تایید می‌کند، محصول این واکنش‌ها نانوذرات کامپوزیتی Cu/CuO هستند.



شکل ۲: طیف جذب UV-Vis نمونه و منحنی $(\alpha h\upsilon)^2$ بر حسب $h\upsilon$

طیف جذبی نانوذرات سنتز شده در شکل ۲ نشان داده شده است. طیف جذبی نانوذرات دارای پیکی در ۳۹۸ nm است، که مربوط به پیک مشخصه نانوذرات CuO می‌باشد. با استفاده از طیف جذبی و روش تاوک نمودار $(\alpha h\upsilon)^2$ بر حسب $(h\upsilon)$ برای نانوذرات رسم شده است. محل تقاطع خط مماس بر بخش خطی این منحنی با محور x، که با روش برون‌یابی به دست آمده است، گاف انرژی ۲/۲ eV را برای نانوذرات سنتز شده نشان می‌دهد. گاف انرژی نانوذرات با توجه به آثار کوانتومی ناشی از اندازه بزرگ‌تر از گاف انرژی ماده حجمی است.

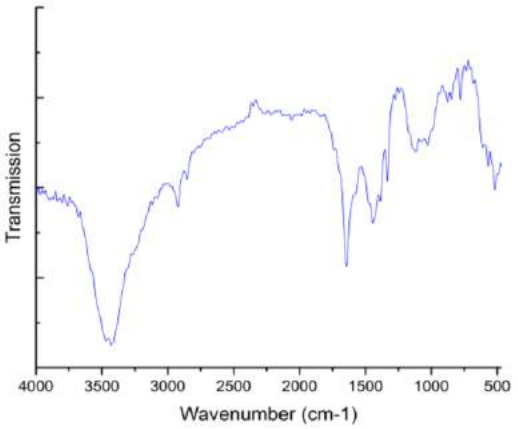
برای بررسی ساختار تشکیل شده طیف رامان نمونه ثبت و ضبط شد. شکل ۳ طیف رامان به دست آمده را نشان می‌دهد. نانوذرات CuO سنتز شده دارای سلول واحد با ساختار تک‌میلی و متعلق به گروه فضایی C_{2h}^6 می‌باشد. این ساختار دارای ۹ مد فونونی نوری با عناصر تقارنی $4A_u+5B_u+A_g+2B_g$ است، که در بین آنها تنها سه مد A_g+2B_g که دارای تقارن ارتعاشی بالایی می‌باشند حساس به طیف‌سنجی رامان هستند.[۷] در طیف رامان به دست آمده پیک ۲۵۹ cm^{-1} مربوط به مد A_g و پیک‌های cm^{-1} ۳۲۲ و ۶۱۷ مربوط به مدهای B_g هستند، ولی هیچ‌گونه مد مربوط به ساختار Cu_2O مشاهده نمی‌شود.



شکل ۳: طیف رامان به دست آمده از نانوذرات سنتز شده

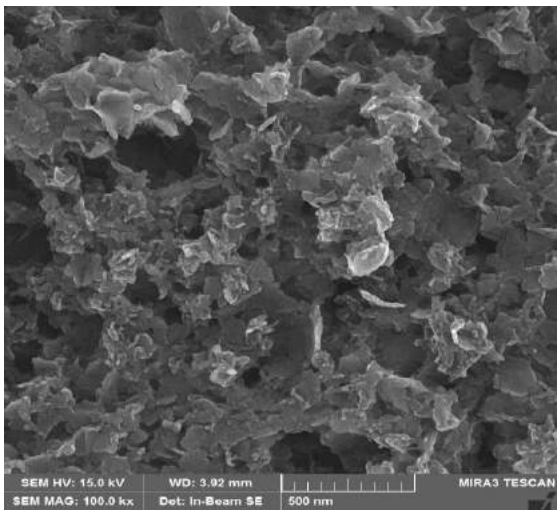
برای تایید تشکیل CuO طیف FTIR نمونه از cm^{-1} ۴۰۰ تا ۴۰۰۰ گرفته شد. طیف FTIR حاصل در شکل ۴ نشان داده شده است. پیک‌های cm^{-1} ۴۴۳، ۵۱۳ و ۵۷۶ پیک‌های مشخصه CuO مربوط به ارتعاشات کششی Cu-O هستند. پیک‌های حاصل در محدوده cm^{-1} ۱۴۰۰ مربوط به ارتعاشات خمشی O-H- است که بر سطح نانوذرات جذب شده‌اند و در محدوده cm^{-1} ۱۶۰۰ به دلیل گروه هیدروکسیل هستند [۸].

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد



شکل ۴: طیف FTIR به دست آمده از نانوذرات سنتز شده در ناحیه طیفی cm^{-1} ۴۰۰۰ - ۴۰۰

ریخت‌شناسی نمونه آماده‌شده با استفاده از FESEM بررسی شد. شکل ۵ تصویر FESEM نمونه سنتز شده در مقیاس ۵۰۰ نانومتر را نشان می‌دهد. این تصویر نشانگر سنتز نانوذرات با ریخت‌شناسی پولکی شکل است، به طوری که نانو ورق‌های کوچک و با ابعاد مختلف تشکیل شده‌اند. این نانوپولک‌ها پیچ‌خورده و به طور تصادفی مرتب شده‌اند.



شکل ۵: تصویر FESEM نانوذرات سنتز شده

۴- نتیجه‌گیری

در این پژوهش نانوذرات اکسید مس با استفاده از طول موج ۱۰۶۴ نانومتر لیزر تپی Ce:Nd:YAG و به روش کندگی لیزری در محلول آب اکسیژنه 10%، به عنوان محیط اکسیدکننده، سنتز شدند. تصویر FESEM نشان دهنده پولک‌شکل بودن نانوذرات سنتز شده می‌باشد. الگوی XRD تشکیل دو فاز Cu و CuO را تایید می‌کند. این نانوذرات دارای پیک جذب در nm ۳۹۸ و گاف انرژی eV ۲/۲ می‌باشند. طیف FTIR دارای سه پیک مشخصه مربوط به ارتعاشات کششی و طیف رامان نیز دارای سه پیک مربوط به مدهای فونونی حساس به طیف سنجی رامان CuO می‌باشد و هر دو تشکیل CuO را تایید می‌کنند. بنابراین، روش کندگی لیزر تپی در محلول H_2O_2 می‌تواند به عنوان روشی تمیز، ساده و تک مرحله‌ای برای سنتز نانوذرات اکسید مس با گاف انرژی مرئی به کار رود.

مراجع

[1] H. Wang, J. Z. Xu, J. J. Zhu, and H. Y. Chen, “Preparation of CuO nanoparticles by microwave irradiation”, J. Cryst. Growth, Vol. 244, No. 1, pp. 88–94, 2002.

[2] Q. Zhang, K. Zhang, D. Xu, G. Yang, H. Huang, F. Nie, C. Liu, and S. Yang, “CuO nanostructures: Synthesis, characterization, growth mechanisms, fundamental properties, and applications”, Prog. Mater. Sci., Vol. 60, No. 1, pp. 208–237, 2014.

[3] D. Das, B. C. Nath, P. Phukon, and S. K. Dolui, “Synthesis and evaluation of antioxidant and antibacterial behavior of CuO nanoparticles”, Colloids Surfaces B Biointerfaces, Vol. 101, pp. 430–433, 2013.

[4] A. El-Trass, H. Elshamy, I. El-Mehasseb, and M. El-Kemary, “CuO nanoparticles: Synthesis, characterization, optical properties and interaction with amino acids”, Appl. Surf. Sci., Vol. 258, No. 7, pp. 2997–3001, 2012.

[5] T. Theivasanthi, and M. Alagar, “X-Ray Diffraction Studies of Copper Nanopowder”, Archives of Physics Research, Vol. 1, No. 2, pp. 112-117, 2010.

[6] V. Petkov, T. Ohta, Y. Hou, and Y. Ren, “Atomic-scale structure of nanocrystals by high-energy X-ray diffraction and atomic pair distribution function analysis: Study of FexPd 100-x(x = 0, 26, 28, 48) nanoparticles”, J. Phys. Chem. C, Vol. 111, No. 2, pp. 714–720, 2007.

[7] G., Kliche, and Z. V. Popovic, “Far-infrared spectroscopic investigations on CuO”, Phys. Rev. B, Vol. 42, No. 16, pp. 10060–10066, 1990.

[8] R. A. Nyquist, and R. O. Kagel, *Handbook of Infrared and Raman Spectra of Inorganic Compounds and Organic Salts: infrared spectra of inorganic compounds*, Academic press, 2012.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

تحلیل و شبیه‌سازی مشخصه‌های پویا و ایستای یک لیزر آبشاری کوانتومی با کاواک بیرونی

سحر فرخ زاده[۱]، حسین رضا یوسف وند [۲]، محمد بهادر نجفی [۳]

[۱و۲و۳] گروه الکترونیک- دانشکده فنی مهندسی- دانشگاه آزاد اسلامی واحد اسلامشهر

چکیده – در این مقاله بر اساس معادلات نرخ دو سطحی یک الگوی عددی برای تحلیل لیزرهای آبشاری کوانتومی(*QCLs*) با کاواک بیرونی (*EC*) ارائه شده است. با استفاده از الگوی ارائه شده، مشخصه‌های پویا و ایستای یک *EC-QCL* محاسبه و تحلیل‌شده‌اند. نتایج نشان می‌دهند به دلیل بزرگ‌تر بودن طول عمر فوتون‌های کاواک بیرونی (در مقایسه با کاواک داخلی)، تابش مود بیرونی بر تابش مود داخلی غالب می‌باشد. علاوه بر این، می‌توان با تغییر طول عمر فوتون‌های کاواک بیرونی که خود متأثر از طول فیزیکی کاواک بیرونی می‌باشد، طول‌موج تابشی لیزر را تنظیم نمود. نتایج حاصل از تحلیل گذرا در این مقاله با نتایج تجربی منتشر شده مطابقت می‌کنند.

کلید واژه- تنظیم پذیری طول‌موج، کاواک بیرونی، لیزر آبشاری کوانتومی، معادلات نرخ

Analysis and simulation of static and dynamic characteristics of an external-cavity quantum cascade laser

Sahar Farokh-zadeh[1], Hossein Reza Yousefvand[2], Mohammad Bahador Najafi[3]

[1,2,3] Faculty of Engineering, Department of Electrical Engineering, Islamic Azad University, Islamshahr branch, Tehran

Abstract- Based on a two-level rate-equation approach a numerical model is presented here to analyze the external-cavity (EC) quantum cascade lasers (QCLs). Using the presented model, the static and dynamic characteristics of an EC-QCL are computed and analyzed. Simulated results show that due to the longer photon-lifetime in the EC (compared to the internal-cavity), the external emission mode dominates on the internal mode. Additionally, the laser wavelength can be tuned by the change of photon lifetime in the EC, which are determined by the physical length of EC. Transient results obtained from this work are in agreement with experiment data reported earlier.

Keywords: External Cavity, Quantum Cascade Laser, Rate equations, Wavelength tenability.

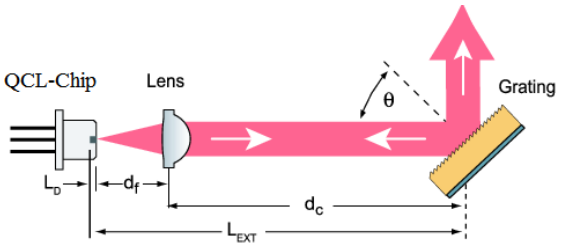
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

لیزرهای نیمه هادی به دو دسته لیزرهای دوقطبی و تک قطبی تقسیم می‌شوند. لیزرهای دوقطبی مبتنی بر بازترکیب الکترون‌های نوار هدایت و حفره‌های نوار ظرفیت در شکاف باند انرژی می‌باشند؛ در حالی که لیزرهای تک قطبی در عملکرد خود تنها از یک نوع حامل استفاده می‌کنند؛ از این رو تک قطبی نامیده می‌شوند [۱]. لیزرهای آبشاری کوانتومی (QCLs) جزء لیزرهای نیمه هادی تک قطبی محسوب می‌شوند که در آن‌ها، فوتون‌ها از طریق گذارهای نوری درون-نواری در چاه‌های کوانتومی نامتقارن تولید می‌شوند [۲]. لیزرهای آبشاری کوانتومی به خاطر تولید نور در طیف وسیعی از طول‌موج‌ها (۳ تا ۳۰۰ میکرومتر) در شناسایی گازها کاربرد فراوانی دارند و تنها لیزرهای نیمه‌هادی هستند که در محدوده بالای مادون‌قرمز به عنوان منابع مؤثر نوری مورد استفاده قرار می‌گیرند. لیزرهای آبشاری کوانتومی با کاواک بیرونی (EC-QCL) محدودیت تنظیم لیزرهای آبشاری کوانتومی با فیدبک توزیع‌شده (DFB-QCL) را برطرف می‌کنند، بنابراین در میان لیزرهای آبشاری کوانتومی از جایگاه ویژه‌ای برخوردارند. به منظور بهبود عملکرد این دسته از لیزرهای نیمه هادی و کنترل مشخصه‌های ایستا و پویای آن‌ها، تحلیل و شبیه سازی معادلات حاکم ضروری به نظر می‌رسد. در این تحقیق، یک لیزر آبشاری کوانتومی (مبتنی بر یک ساختار InAlAs/InGaAs) با استفاده از الگوی استاندارد معادلات نرخ مدل‌سازی و تحلیل شده است. در بخش دوم این مقاله، تئوری حاکم بر لیزرهای آبشاری کوانتومی با کاواک بیرونی ارائه می‌شود و نتایج در بخش سوم بحث می‌شوند.

۲- لیزرهای آبشاری کوانتومی با کاواک خارجی

لیزرهای QCL با فیدبک توزیع شده (DFB-QCLs) با عملکرد در دمای اتاق در سال ۱۹۹۸ ساخته شدند که در طیف سنجی بسیار مفید هستند [۳]؛ اما محدوده تنظیم آن‌ها محدود و کمتر از ۱٪ طول موج تابشی لیزر است که مزایای آن‌ها را برای تحقیقات طیف سنجی محدود می‌سازد. برای غلبه بر این محدودیت EC-QCLs ساخته شده‌اند و مزیت اصلی یک EC-QCL در مقایسه با یک DFB-QCL محدوده تنظیم گسترده‌تر آن‌ها می‌باشد. همچنین ساختارهای نامتجانس QCL ها که در آن چندین طول موج مختلف را در مراحل مختلف منتشر می‌کنند به عنوان راهی برای افزایش بیشتر محدوده‌ی تنظیم EC-QCL ها ارائه شده است. سیستم مورد مطالعه در این مقاله یک EC-QCL است که در سال ۲۰۰۱ به طور تجربی ساخته شده است [4]. درشکل 1 نمای کلی یک EC-QCL نشان داده شده است. در کاواک بیرونی پرتو نور به توری فرستاده می‌شود سپس به طور مستقیم به تراشه QCL برمی‌گردد. همان‌طور که نشان داده شده است، یک ساختار EC-QCL از سه مؤلفه اصلی شامل یک لیزر آبشاری کوانتومی، یک لنز موازی ساز و یک توری (Grating) که به عنوان فیلتر انتخاب کننده طول موج در سیستم عمل می‌کند، تشکیل شده است.



شکل 1: نمای کلی EC-QCL مورد مطالعه در این مقاله.

۲-۱- الگوی معادلات آهنگ در یک EC-QCL

معادلات نرخ دو سطحی بیان کننده دینامیک حامل‌ها و فوتون‌ها به‌صورت زیر تعریف می‌شوند [5]:

$$\frac{dn_3}{dt} = \frac{J}{e} - [S_{FP}g_{FP} + S_{EC}g_{EC}](n_3 - n_2) - \frac{n_3}{\tau_3} \quad (1)$$

$$\frac{dn_2}{dt} = \frac{n_3}{\tau_{32}} - \frac{n_2 - n_2^{therm}}{\tau_2} + [S_{FP}g_{FP} + S_{EC}g_{EC}] \times (n_3 - n_2) \quad (2)$$

$$\frac{dS_{FP}}{dt} = \frac{c}{n}((N_P g_{FP}(n_3 - n_2) - \alpha_{tot}^{FP})S_{FP} + \beta\frac{n_3}{\tau_{SP}}$$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

(3)

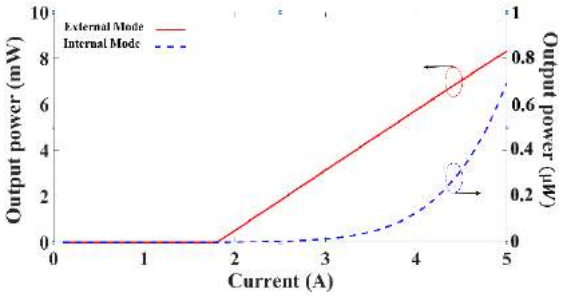
$$\frac{dS_{EC}}{dt} = \frac{1}{\rho_{cav}}\frac{c}{n}((N_P g_{EC}(n_3 - n_2) - \alpha_{tot}^{EC})S_{EC} + \beta\frac{n_3}{\tau_{SP}}$$

(4)

در روابط (۱) - (۴)، n_3 و n_2 به ترتیب معرف چگالی سطحی حامل‌ها در سطوح انرژی بالائی و پایینی لیزر، τ_3 و τ_2 طول عمر حامل‌ها در ترازهای بالا و پائین، τ_{32} زمان واهلش فونونی حامل از سطح بالائی به سطح پائینی می‌باشد، n_2^{therm} معرف جمعیت غیر تعادلی حامل‌ها در سطح پائینی لیزر، β ضریب تابش خود به خودی و τ_{SP} بیانگر زمان تابش خودبه‌خودی می‌باشد، S_{FP} و S_{EC} به ترتیب معرف چگالی شار نوری مودهای کاواک داخلی و کاواک بیرونی می‌باشند. در ادامه g_F و g_{EC} به ترتیب معرف بهره نوری مودهای کاواک داخلی و کاواک بیرونی می‌باشند، c/n بیانگر سرعت نور داخل کاواک (n معرف ضریب شکست نور در داخل کاواک)، ρ_{cav} معرف نسبت طول مسیر نوری کاواک بیرونی به کاواک داخلی لیزر می‌باشد و N_P بیانگر تعداد طبقات آبشاری استفاده شده در لیزر می‌باشد. در نهایت α_{tot}^{FP} و α_{tot}^{EC} به ترتیب معرف تلفات کل مود تابشی کاواک داخلی و کاواک بیرونی می‌باشند. قابل ذکر است طول عمر فوتون‌های کاواک بیرونی با تلفات کل کاواک بیرونی رابطه عکس دارد، بنابراین با افزایش طول کاواک بیرونی می‌توان تلفات کل و درنتیجه طول عمر فوتون کاواک بیرونی را تعیین کرد.

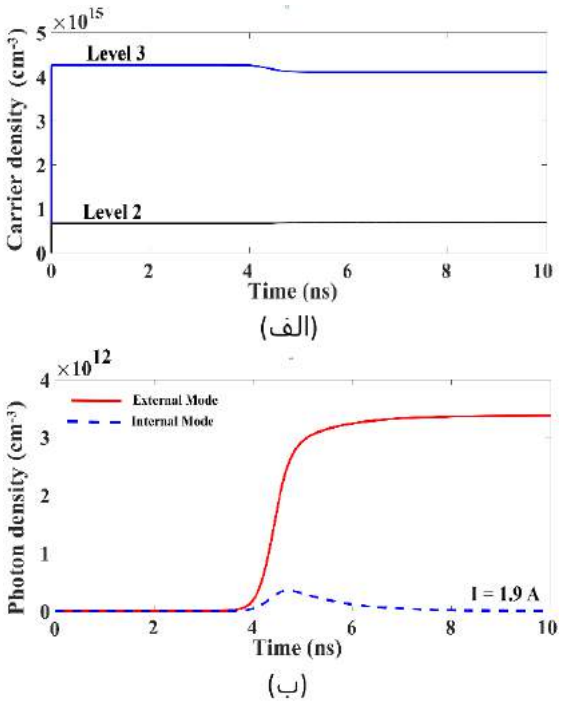
۳- نتایج و بحث

در شکل۲ توان خروجی مودهای تابشی بیرونی و درونی لیزر مورد مطالعه در حالت ماندگار نمایش داده شده است. ملاحظه می‌شود جریان آستانه لیزر حدود 1.9 A می‌باشد و بازده کوانتومی مود تابشی بیرونی بسیار بزرگ‌تر از بازده کوانتومی مود تابشی داخلی می‌باشد (توجه داشته باشید: توان مود بیرونی در محدوده چند میلی وات و توان مود درونی در محدوده زیر یک میکرو وات تولید شده است).
در شکل ۳ (الف) تغییرات زمانی چگالی حجمی حامل‌ها در تراز بالا (Level 3) و تراز پائین (Level 2) لیزر در پاسخ به یک جریان تزریقی پالسی با دامنه 1.9 A نشان داده شده است. در شکل ۳ (ب) چگالی حجمی فوتون‌های تولید شده در مود بیرونی و مود داخلی نمایش داده شده است. با توجه به اینکه جریان تزریقی کمی بالاتر از آستانه لیزر انتخاب شده است، میزان ریزش حامل‌ها از تراز بالای لیزر به تراز پائین قابل رویت نمی‌باشد. در شکل ۴ (الف) و ۴ (ب) به ترتیب تغییرات زمانی حامل‌ها (در ترازهای بالا و پائین) و تغییرات زمانی فوتون‌های تابشی (در مودهای بیرونی و درونی) به ازای یک جریان تزریقی با دامنه 2.3 A (بالاتر از جریان آستانه لیزر) نمایش داده شده است. ملاحظه می‌گردد در لحظات اولیه اعمال پالس مود درونی شروع کننده تابش می‌باشد اما در انتها مود تابشی بیرونی غالب می‌شود. غلبه نمودن مود تابشی بیرونی بر مود تابشی درونی را می‌توان به‌طور مستقیم به بزرگ‌تر بودن طول عمر فوتون‌های بیرون کاواک نسبت به طول عمر فوتون‌های درون کاواک نسبت داد.

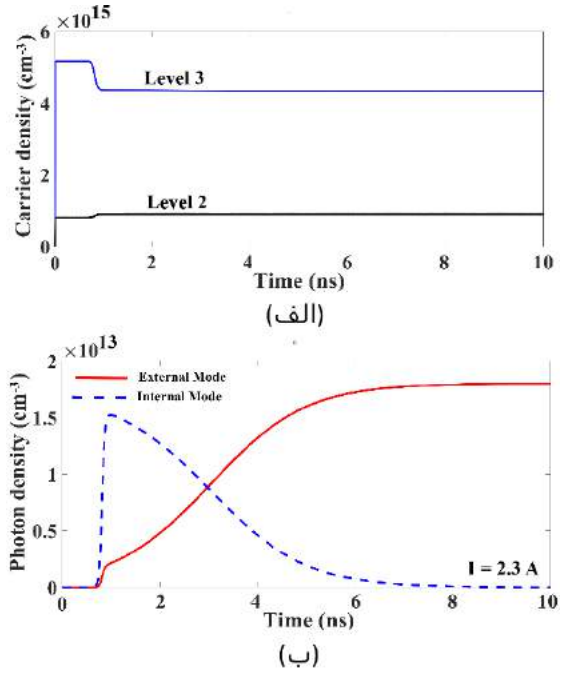


شکل۲: مشخصه توان بر حسب جریان تزریقی در مودهای تابشی بیرونی و درونی.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد



شکل۳: (الف) تغییرات زمانی چگالی حامل‌ها در ترازهای بالا و پائین لیزر و (ب) تغییرات زمانی مودهای تابشی بیرونی و درونی به ازای یک پالس جریان با دامنه 1.9 A (متناظر با جریان آستانه لیزر).



شکل۴: (الف) تغییرات زمانی چگالی حامل‌ها در ترازهای بالا و پائین لیزر و (ب) تغییرات زمانی مودهای تابشی بیرونی و درونی به ازای یک پالس جریان با دامنه 2.3 A (بالاتر از جریان آستانه لیزر).

قابل ذکر است، می‌توان با تغییر طول فیزیکی کاواک بیرونی تلفات کاواک بیرونی (و در نتیجه طول عمر فوتون‌های کاواک بیرونی) را تغییر داد. از آنجائی که تغییر طول کاواک به تغییر طول موج تابشی لیزر منتج می‌گردد، تغییر طول کاواک به‌طور مستقیم به تنظیم پذیری طول موج تابشی لیزر آبشاری کوانتومی ختم می‌شود. نتایج گذرای حاصل از این مقاله با نتایج تجربی منتشر شده در [6] مطابقت می کند.

۴- نتیجه‌گیری

با استفاده از الگوی استاندارد معادلات نرخ، یک الگوی عددی برای تحلیل و شبیه سازی لیزرهای آبشاری کوانتومی با کاواک بیرونی ارائه شد. مشخصه‌های حالت ماندگار و حالت گذرای لیزر محاسبه و تحلیل گردید. نتایج حاصل از شبیه سازی نشان می‌دهند توان نوری حاصل از مود تابشی بیرونی بر توان نوری مود درونی غلبه می‌کند و علت این غلبه را می‌توان به بزرگ‌تر بودن طول عمر فوتون‌های کاواک بیرونی نسبت به کاواک درونی لیزر نسبت داد. لذا در این دسته از لیزرهای کوانتومی با تغییر طول کاواک می‌توان طول موج تابشی لیزر را تنظیم نمود.

مراجع

[1] J. Faist, F. Capasso, D. L. Sivco, C. Sirtori, A. L. Hutchinson, and A. Y. Cho, “Quantum cascade laser,” *Science*, vol. 264, pp. 553-556, 1994.
[2] J. Faist, F. Capasso, C. Sirtori, D. L. Sivco, and A. Y. Cho, “Quantum cascade lasers”, in Intersubband Transitions in Quantum Wells: Physics and Device Applications II, Edited by H. C. Liu and F. Capasso (Academic, San Diego, 2000), pp. 1-83.
[3] S. W. Sharpe, J. F. Kelly, J. S. Hartman, C. Gmachl, F. Capasso, D. L. Sivco, J. N. Baillargeon, and A. Y. Cho, “High-resolution (Doppler-limited) spectroscopy using quantum-cascade distributed-feedback lasers”, Opt. Lett. 23, 1396-1399, 1998.
[4] G. P. Luo, C. Peng, H. Q. Le, S. S. Pei, W.-Y. Hwang, B. Ishaug, J. Um, J. N. Baillargeon, and C.-H. Lin, “Grating-tuned external-cavity quantum-cascade semiconductor lasers”, Appl. Phys. Lett. 78, 2834, 2001.
[5] A. Huge, R. Maulini, and J. Faist, “External cavity quantum cascade laser”, Semicond. Sci. Technol. 25, 083001, 2010.
[6] B. Hinkov, Q. Yang, F. Fuchs, W. Bronner, K. Kohler, and J. Wagner, Appl. Phys. Lett., 94, 221105, 2009.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

بیست و چهارمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک و
دهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران
۱۰ الی ۱۲ بهمن ۹۶ – دانشگاه شهرکرد
24th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2018) and
9th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2018)
Jan 30 - Feb 1 , 2018 - Shahrekord University

تأثیر نسبت‌های وزنی پلیمرهای مزدوج در ناحیه فعال سلول فتوولتاییک با پیوند ناهمگون حجمی

سحر دیوانی خفایی[۱]، محسن قاسمی[۱و۲*]، ویشتاسب سلیمانیان[۱و۲]
[۱]گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه شهرکرد، شهرکرد
[۲] مرکز پژوهشی نانو فناوری، دانشگاه شهرکرد، شهرکرد
Email: ghasemi.mohsen@sci.sku.ac.ir
sahar.dkh1371@gmail.com

چکیده-در این مقاله سلول‌های فتوولتاییک پلیمری با پیوند ناهمگون حجمی با ساختار ITO/MoO_3/P3HT:PCBM/BCP/LiF/Al در نسبت‌های وزنی متفاوتی از P3HT:PCBM ساخته شد. به منظور بررسی اثر تغییر نسبتهای وزنی این مواد در ناحیه فعال، سلول‌های پلیمری با لایه فعال P3HT:PCBM در چهار نسبت وزنی ۱: ۱، ۱/۵: ۱، ۰/۸: ۱، ۰/۶: ۱ ساخته شدند. پارامترهای فتوولتاییک سلول‌ها از قبیل جریان مدار کوتاه، ولتاژ مدار باز، ضریب پرشدگی و بازده تبدیل توان سلول‌ها نیز تعیین و مورد تجزیه‌وتحلیل قرار گرفتند. نتایج و بررسی‌ها حاکی از آن است که سلول ساخته‌شده با نسبت وزنی۱:۱ از عملکرد بهتری برخوردار است. در پایان با استفاده از منحنی جریان-ولتاژ سلول، مدل انتقال حامل بار حاکم بر سلول بهینه تعیین شد.

کلمات کلیدی: پیوند ناهمگون حجمی، سلول فتوولتاییک پلیمری، بازده تبدیل توان، انتقال حامل بار

The effect of weight ratios of Conjugated Polymers in the active layer of the bulk heterojunction photovoltaic cell

Sahar Divani Khafaei[1], Mohsen Ghasemi[1,2]*, Vishtasb Soleimanian[1,2]
[1]Department of Physics, Faculty of Sciences, Shahrekord University, P.O. Box 115, Shahrekord, Iran
[2]Nanotechnology Research Center, Shahrekord University, 8818634141 Shahrekord, Iran

Abstract-In this paper, bulk heterojunction polymer photovoltaic cells with structure of ITO/MoO_3/P3HT: PCBM /BCP/LiF/Al were fabricated in different weight ratios of P3HT: PCBM. In order to investigate the effect of changing the weight ratios of these materials in the active layer; polymeric cells with active layer of P3HT:PCBM were prepared in four weights ratio of 1:1, 1:1.5, 1:0.8 and 1:0.6. The photovoltaic parameters of the cells, such as short circuit current, open circuit voltage, fill factor and power conversion efficiency, were also determined and analyzed. The results show that the cell with a 1:1 weight ratio has better performance. Finally, by using the voltage-current curve, the transport mechanisms of charge carriers in optimized cell was determined.
Key words Bulk heterojunction, polymeric photovoltaic cell, power conversion efficiency, charge carrier

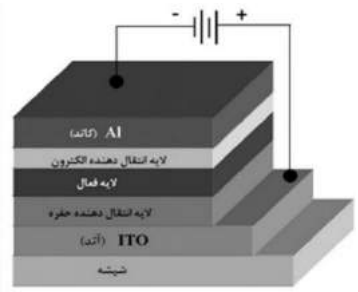
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

فوتوولتاییک پدیده‌ای است که در آن انرژی خورشیدی جذب و به الکتریسیته تبدیل می‌شود. سلول‌های فوتوولتاییک ازجمله قطعات الکترواپتیکی هستند که بر همین اساس کار می‌کنند. امروزه سلول‌های فوتوولتاییک آلی با هزینه کم، ساخت آسان و قابلیت ساخت روی سطوح بزرگ مورد توجه قرار گرفته‌اند. سلول‌های پلیمری علاوه بر مزیت‌های ذکرشده، قابلیت حل شدن در حلال‌های آلی را نیز دارند که تهیه سلول‌های خورشیدی را انعطاف‌پذیر می‌کند[۱]. یکی از ساختارهایی که بیشترین مطالعات تاکنون روی آن صورت گرفته است، بر پایه روش اتصالات ناهمگون حجمی است که در آن نیم‌رساناهای پلیمری به‌عنوان دهنده و فولرن‌ها به‌عنوان گیرنده عمل می‌کنند. P3HT:PCBM (پلی۳-هگزیل تیوفن: (۶و۶)-فنیل-C_{60}-بوتریک اسید متیل استر) از معروف‌ترین مواد فعال بر پایه پلیمرهای مزدوج به شمار می‌آیند[۲]. برای تشکیل پیوند ناهمگون حجمی ماده گیرنده‌ی الکترون (در این پژوهش PCBM) و ماده دهنده (P3HT) با هم ترکیب می‌شوند. این نوع پیکربندی منجر به بهبود کارایی سلول فتوولتاییک خواهد شد[۳]. فرآیند تبدیل نور به الکتریسیته توسط سلول فتوولتاییک شامل جذب فوتون و تولید یک جفت الکترون-حفره (اکسایتون)، پخش اکسایتون، جدایی و انتقال بار و درنهایت جمع‌آوری بار از درون نیم‌رسانا به سمت الکترودهای مربوطه است[۴]. ترکیب پلیمرهای مزدوج با الکترون گیرنده‌هایی مانند فولرن‌ها یک روش خیلی کارآمد جهت تجزیه اکسیتون‌های تولیدشده به حامل‌های بار آزاد است. مطالعات فیزیکی نشان داده است که انتقال بار در چنین ترکیب‌هایی خیلی سریع‌تر خواهد بود[۵]. شناخت اصولی فرآیند تزریق بار برای بررسی عملکرد سلول خورشیدی ضروری است. این فرآیند بر اساس ولتاژ اعمال شده به دو دسته گرمایونی و گسیل میدانی تقسیم می‌شود. در ولتاژ پایین که گسیل گرما یونی حاکم است، حامل‌های بار، انرژی گرمایی لازم برای غلبه بر سد پتانسیل را به دست می‌آورند. اگر ارتفاع سد پتانسیل زیاد و یا دما پایین باشد، تزریق به وسیله تونل‌زنی از میان سد پتانسیل انجام می‌شود(TCLC). درحالت دیگر اگر تراکم حامل‌های بار کم باشد، برای شارش جریان باید حامل‌های بار به کمک عوامل خارجی از طریق اتصال مناسب وارد ساختار شوند. با افزایش ولتاژ، حامل‌های بار اضافی به درون نیم‌رسانا تزریق می‌شوند و زمانی که چگالی آن‌ها به حد مناسب رسید اثر بار فضایی در نیم‌رسانا ایجاد می‌شود(SCLC) که میدان و جریان درون نیم‌رسانا را مشخص می‌کند[۶]. در این مقاله به منظور ساخت سلول فتوولتاییک پلیمری بر پایه پلیمرهای مزدوج، لایه فعال P3HT:PCBM به صورت محلول بر روی لایه‌های تجاری و در دسترس ITO لایه نشانی می‌شود. هدف نهایی در این پژوهش، مقایسه نسبت وزنی پلیمرهای مزدوج و انتخاب نسبت بهینه جهت افزایش بازده سلول است. برای تعیین نسبت ترکیب بهینه‌ی ناحیه فعال، سلول‌ها با نسبت‌های متفاوتی از P3HT:PCBM ساخته می‌شوند و پارامترهای فتوولتاییک آن‌ها با استفاده از نمودار جریان-ولتاژ مقایسه شده و درنهایت مدل تزریق حامل بار حاکم بر این سلول تعیین می‌شود.

۲-مواد و بررسی ساختار

شکل ۱ ساختار سلول خورشیدی مورد مطالعه را نشان می‌دهد. در این ساختار استاندارد از P3HT به‌عنوان دهنده و از PCBM به‌عنوان گیرنده در لایه فعال استفاده می‌شود. LiF/Al نقش کاتد و ITO نقش الکترود آند را بر عهده دارد. از MoO_3 به‌عنوان لایه‌ی میانگیر و از BCP به‌عنوان لایه‌ی سدکننده اکسایتونی استفاده می‌شود.



[۱] Trap-Charge-Limited Currents

[۲] Space Charge Limited Current

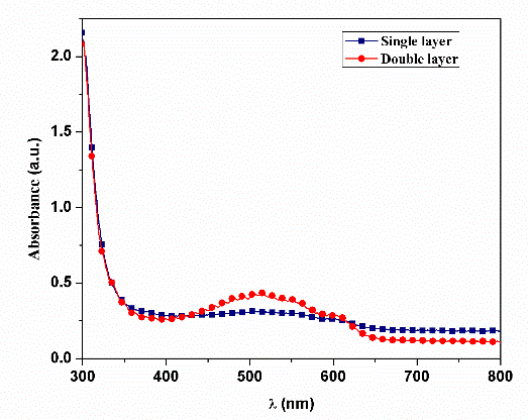
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

شکل ۱: ساختار عمومی سلول خورشیدی پلیمری

برای ساخت سلول خورشیدی پلیمری با ساختار ITO/MoO_3/P3HT:PCBM/BCP/LiF/AL از لایه‌های تجاری و در دسترس ITO استفاده شد. ابتدا بسترهای ITO توسط هیدروکلریک اسید سونش شدند. سپس آن‌ها را به ترتیب به مدت ۸ دقیقه با استون، اتانول، ایزوپروپانول و آب دیونیزه در حمام اولتراسونیک شست‌وشو داده و با گاز نیتروژن خشک کردیم. پس‌ازآن لایه انتقال‌دهنده حفره MoO_3 با روش لایه نشانی تبخیری به ضخامت ۵ نانومتر بر روی زیرلایه قرار داده شد. برای ساخت لایه فعال سلول ابتدا محلول P3HT:PCBM تهیه شد. به این منظور (برای نسبت ۱:۱) ۱۷میلی‌گرم از پودر P3HT و ۱۷میلی‌گرم از پودر PCBM در ۱ میلی‌لیتر ۱ و ۲ دی کلروبنزن به صورت جداگانه حل شده و به مدت ۱ ساعت بر روی همزن مغناطیسی در دمای ۴۵ درجه قرار داده شدند. پس از گذشت یک ساعت دو محلول با هم ترکیب و به مدت ۲۴ ساعت در دمای اتاق بر روی همزن مغناطیسی هم زده شدند. محلول نهایی به‌دست‌آمده همان محلول P3HT:PCBM با نسبت وزنی ۱:۱ است. (نسبت‌های: ۱:۱/۵، ۱:۰/۸، ۱:۰/۶ ۱ نیز به همین ترتیب ساخته شدند). برای لایه نشانی لایه فعال از روش لایه نشانی چرخشی استفاده شد. لایه‌ها با سرعت ۱۲۰۰ دور بر دقیقه لایه نشانی و پس از آن به مدت ۲۰ دقیقه در دمای ۱۵۰ درجه سلسیوس خشک شدند. BCP با ضخامت ۱۰ نانومتر، LiF با ضخامت ۱/۲ نانومتر و در نهایت کاتد Al با ضخامت ۱۰۰ نانومتر به روش تبخیر حرارتی لایه نشانی گردید و سلول پلیمری با ساختار مذکور ساخته شد. برای بررسی عملکرد سلول‌های ساخته شده همه نمونه‌ها در دستگاه شبیه‌ساز خورشیدی قرار گرفت.

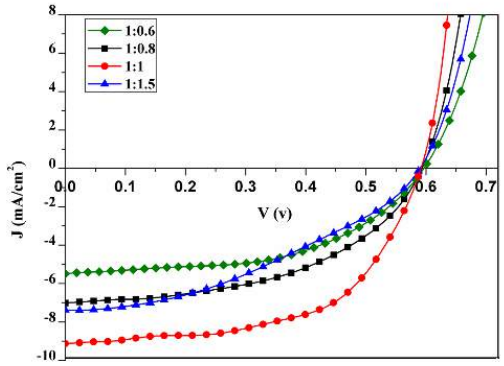
۳-نتایج و بحث

شکل ۲ طیف جذبی P3HT:PCBM را نشان می‌دهد.



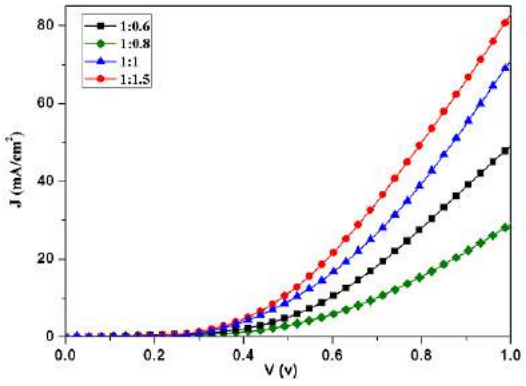
شکل ۲: طیف جذب P3HT:PCBM با تعداد لایه‌های متفاوت

منحنی مشخصه J-V مربوط به نسبت‌های وزنی مختلف سلول فتولتاییک پلیمری با لایه فعال P3HT:PCBM در نسبت‌های مختلف توسط دستگاه keitly2400 اندازه‌گیری شده است. این منحنی در حالت روشنایی و تاریکی تحت تابش $۱۰۰ mA/cm^2$ و طبق استاندارد AM1.5 در دو شکل۳ و ۴ قابل مشاهده است.



شکل ۳: منحنی مشخصه چگالی جریان- ولتاژ تحت روشنایی

شکل ۴: منحنی مشخصه چگالی چریان-ولتاژ تحت تاریکی



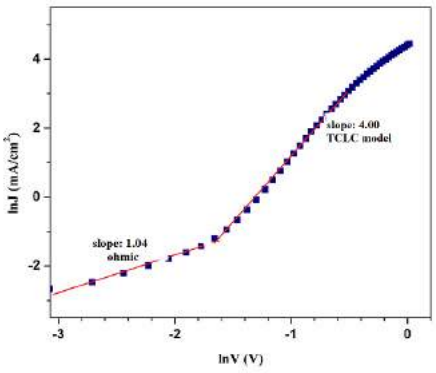
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

پارامترهای فتوولتاییک این سلول‌ها نیز در جدول ۱ آمده است.

جدول۱: مشخصات سلول‌های فتوولتاییک

نسبت وزنی	J_{sc} (mA/cm^2)	V_{oc}(v)	FF	p(%)η
۱ :۰/۶	۵/۴۰±۰/۲۰	۰/۶۰±۰/۰۱	۵۲/۷±۲/۷	۱/۷۱±۰/۱۲
۱ :۰/۸	۷/۰۱±۰/۲۵	۰/۵۹±۰/۰۱	۴۹/۴±۲/۲	۲/۰۶±۰/۱۵
۱:۱	۹/۱۳±۰/۲۲	۰/۶۰±۰/۰۱	۵۶/۵±۲/۲	۳/۱۲±۰/۱۶
۱:۱/۵	۷/۳۷±۰/۲۰	۰/۵۹±۰/۰۱	۳۸/۷±۱/۷	۱/۶۸±۰/۱۱

همان‌طور که مشاهده می‌شود، در حالت روشنایی نمودار مربوط به نسبت وزنی ۱:۱ شبیه به نمودار دیود ایده‌آل است. در حالت تاریکی نیز برای نسبت وزنی ۱:۱ توان بیشتری را نسبت به سایر نسبت‌ها مشاهده می‌کنیم. از مقایسه پارامترهای مربوط به این سلول‌ها درمی‌یابیم که در نسبت وزنی ۱:۱ کارایی سلول بالاتر و بازده بهتر خواهد بود. همچنین مقدار V_{oc} نیز در این حالت نسبت به سایر حالت‌ها بیشینه است. ضرایب پرشدگی نشان می‌دهند که در حالت ۱:۱ سلول رفتار دیودی مناسب‌تری دارد. با رسم نمودار LnJ-LnV و با توجه به شیب منحنی در هر قسمت می‌توان اطلاعاتی راجع به نوع ترابرد حامل‌های بار در سلول به دست آورد. اگر شیب قسمت خطی ۱ باشد اتصال اهمی است، اگر ۲ باشد مدل تزریق SCLC می‌باشد و اگر بزرگتر از ۲ باشد از مدل TCLC تبعیت می‌کند.



شکل ۵: منحنی مشخصه lnJ-lnV برای سلول فتوولتاییک پلیمری P3HT:PCBM با نسبت وزنی ۱:۱

همان‌گونه که از شکل ۵ پیداست به ازای مقادیر LnV کوچک‌تر از ۱/۷۷- ولت شیب منحنی برابر ۱/۰۴ است، که نشان‌دهنده اهمی بودن جریان در این محدوده است. همچنین در محدوده ۱/۵۴- تا ۰/۵۳۸- ولت، شیب نمودار برابر با ۴/۰۰ است که نشان می‌دهد مدل تزریق حامل بار در این ناحیه از نوع جریان محدودشده به بارهای به دام افتاده (TCLC) است.

۴-نتیجه‌گیری

در این پژوهش تأثیر نسب وزنی ماده گیرنده و پذیرنده بر کارایی سلول‌های فتوولتاییک پلیمری بررسی و پارامترهای اصلی آن‌ها مشخصه‌یابی شد. نتایج نشان می‌دهد که سلول پلیمری که در آن ماده فعال دهنده و پذیرنده الکترون دارای نسبت وزنی ۱:۱ است عملکرد بهتری خواهد داشت. در این حالت پارامترهایی از قبیل ضریب پرشدگی و بازده تبدیل توان، مقدار بیشینه ۳/۱۲٪ را نشان می‌دهند. همچنین نوع ترابرد حامل‌های بار نیز برای این نسبت وزنی تعیین شد که نشان می‌دهد تزریق حامل‌های بار در سلول موردنظر در ابتدا به‌صورت اهمی بوده و سپس از مدل TCLC پیروی می‌کند.

مراجع

[1] F. C. Krebs, T. Tromholt, M. Jorgensen, *"Upscaling of polymer solar cell fabrication using full roll-to-roll processing"*, Nano. Scale., Vol. 2, No. 6, pp. 873-886, 2010.

[2] D. Chen, A. Nakahara, D. Wei, D. Nordlund, T. P. Russell, "P3HT/PCBM bulk heterojunction organic photovoltaics", *Nano. Lett., Vol.* 11, No. 2, pp. 561-567, 2011.

[3] K. S. Liao, S. D. Yambem, A. Haldar, N. J. Alley, S. A. Curran, "Designs and architectures for the next generation of organic solar cells", Energies., Vol. 3, No. 6, pp. 1212-1250, 2010.

[4] F. Bayrak, N. A. Hamdeh, K. A. Alnefaie, "A review on exergy analysis of solar electricity production", Renew. Sust. Energy. Rev., Vol. 74, pp. 755-770, 2017.

[5] G. Grancini, M. Maiuri, D. Fazzi, "Hot exciton dissociation in polymer solar cells", Nat. Mater., Vol. 12, No. 7, pp. 29-33, 2013.

[6] A. Benchaubane, Z. B. Hamed, A. Telfah, "Effect of OA-ZnSe nanoparticles incorporation on the performance of PVK organic photovoltaic cells", Mater. Sci. Semicond. Process., Vol. 64, pp. 115-123, 2017.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

جابجایی بسامد تشدیدِ جذب در اثر انتقال تکانه زاویه‌ای از موج لاگر-گاوسی به سامانه‌ی *اتمی*

سمیه عباس زاده، صاحب صمیمی و محمد مهدی گلشن

بخش فیزیک دانشگاه شیراز، شیراز، ایران، ۸۴۷۹۵-۷۱۹۴۶

چکیده – در این مقاله، مدلی برای برهمکنش *موج* لاگر-گاوسی با یک اتم دوترازه با در نظر گرفتن همزمانِ حرکت مرکز جرم اتم و اتلاف‌های فازی، ارائه می‌دهیم. برای این منظور ابتدا هامیلتونی الکترونی همراه با هامیلتونی مرکز جرم را ارائه و به حل معادله‌ی اساسی برای ماتریس چگالی خواهیم پرداخت. همچنین اثرات اتلاف فازی را صراحتاً در معادله‌ی اساسی وارد می‌نماییم. با استفاده از حل معادله اساسی و تعریف قطبش، پذیرفتاری الکتریکیِ مدل را محاسبه و نشان می‌دهیم که بسامد تشدید جذب، به سببِ جابجایی دوپلری، به تعدادِ ورتکس‌های موج وابسته می‌شود. از نتایج مهم این مقاله آن است که می‌توان با اندازه‌گیری طیف جذب، عدد کوانتومی تکانه زاویه‌ای (تعداد ورتکس‌ها) موج را استخراج نمود.

کلید واژه- اتلاف‌های فازی، انتقال تکانه‌یِ زاویه‌ای، برهمکنش اتم با میدان لاگر-گاوسی، حرکت مرکز جرم، ضریب جذب

Shift in the *Atomic* Absorption Resonance Frequency Due to Transfer of Angular Momentum from Laguerre-Gaussian Waves

Somaye Abbaszadeh, Saheb Samimi and Mohammadmehdi Golshan

Physics Department, Shiraz University, Shiraz, Iran, 71946-84795

Abstract-The present article is concerned with the effects of phase damping and the motion of atomic center-of-mass involved in the interaction of a Laguerre-Gaussian wave and two-level atoms. To pursue this aim, we first present the total Hamiltonian, including both the electronic and center-of-mass Hamiltonians and then proceed to solve the corresponding master equation. To this end, the phase damping is explicitly included into the master equation. Making use of the solution to the later the polarization and, consequently, the corresponding susceptibility are calculated. We then demonstrate that the resonance frequency in the absorption spectrum, the detail of which depending on the transfer of orbital angular momenta (i.e., the number of vortices in the wave) suffers a shift. The present article, therefore, suggests that by a measurement on the absorption spectrum, the number of vortices in the Laguerre-Gaussian beam can be determined.

Keywords: Absorption Coefficient, Angular Momentum Transfer, Interaction of Atoms and Laguerre-Gaussian Waves, Motion Of Atomic Center-of-Mass, Phase Damping,

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

پرتوهای لاگر-گاوسی[۱] دسته مهمی از پرتوهای نوری با توزیع فضایی غیریکنواخت می‌باشند. این پرتوها خروجی لیزرهای دارای کاواک با تقارن استوانه‌ای و تحت تقریب پیرامحوری[۲] را توصیف کرده و دسته‌ای از جواب‌های معادله‌ی هلمهولتز[۳] هستند [۱]. از ویژگی‌های این پرتوها حمل تکانه‌ی زاویه‌ای مداری و اسپینی (به عبارت دیگر، ورتکس‌های نوری[۴]) [۲] بوده و از این‌رو کاربردهای بسیاری در زمینه‌های مختلف پیدا نموده‌اند [۳]. از مهم‌ترین کاربرد آن‌ها می‌توان به ارتباطات نوری، انتقال و پردازش اطلاعات کوانتومی (در قالب ورتکس‌های نوری) اشاره نمود [۴]. مهم‌ترین راه مشاهده تکانه زاویه‌ای این پرتوها، برهمکنش آن‌ها با ماده است [۵]. تکانه‌زاویه‌ای پرتوهای لاگر-گاوسی در برهمکنش با اتم به ماده منتقل می‌شود. از اثرهای مهمی که در این برهمکنش رخ می دهند می‌توان از جابجایی سمتی دوپلر در بسامد تشدیدِ اتمی و گشتاور القایی وارد بر اتم نام برد [۶]. از این‌رو در این مقاله به مطالعه‌ی انتقال تکانه زاویه‌ای(مداری) از یک موج الکترومغناطیسی با نمایه‌ی لاگر-گاوسی به کل سامانه‌ای از الکترون و همچنین ***مرکز جرم*** (هسته، یون) می‌پردازیم. از طرف دیگر، حرکت مرکز جرم، باعث برخورد الکترون با سایر اجزا شده و حالت‌ها دچار واهلش می‌گردند. تفاوت اساسیِ مقاله حاضر و گزارش‌های قبل در آن است که اثر موج بر مرکز جرم و پدیده‌ی واهلش همزمان در محاسبات ما در نظر گرفته می‌شود [۷]. برای این منظور الکترون را، در دستگاه مختصات مرکز جرم اتم، دوتراره درنظر می‌گیریم و اثر میدان لاگر–گاوسی بر مرکز جرم (به عنوان ذره‌ای باردار) را صریحاً در برهمکنشِ الکترومغناطیسی وارد می‌نماییم. از آن‌جا که مرکز جرم در مطالعه‌یِ حاضر با موج لاگر-گاوسی نیز برهمکنش می‌کند، بسامدهای گذارِ الکترونی دچار یک جابجایی دوپلری می‌گردند. با توجه به آن‌که جابجایی دوپلری متأثر از انتقال تکانه‌زاویه‌ایِ مداری به اتم است انتظار می‌رود که بسامد تشدید در جذبِ انرژیِ الکترومغناطیسی نیز دچار جابجایی شود. در نتیجه با اندازه‌گیریِ جابجایی بسامد تشدید در جذب می‌توان به روشی برای اندازه‌گیری تکانه‌ی مذکور دسترسی یافت. به عنوان سازمان مقاله و نیز ارائه‌ی خلاصه‌ای از مطالبی که در پی خواهد آمد، پس از مقدمه، بخش ۲ به مرورِ ویژگی‌های میدان‌های لاگر-گاوسی با تاکید بر اندازه حرکت زاویه‌ای آن‌ها اختصاص دارد. در بخش ۳ به توصیف برهمکنشِ سامانه‌ی اتمی و میدان‌های لاگر-گاوسی همراه با هامیلتونی متناظر خواهیم پرداخت. ازآن‌جا که در این بررسی، همراه با حرکت مرکز جرم که باعث برخورد اتم‌ها می‌شود، تابش خودبخود نیز منظور می‌شود، بخش ۴ اختصاص به محاسبه‌ی ماتریس چگالی از معادله‌ی اساسی[۵] و سپس پذیرفتاریِ الکتریکی خواهد داشت. نتایج محاسبات و توجیه فیزیکی آن موضوع آخرین بخش مقاله می‌باشد.

۲- مروری بر ویژگی‌های امواج لاگر-گاوسی

جهت استفاده‌های بعدی، در این بخش به ویژگی‌های امواج لاگر-گاوسی همراه با تاکید بر اندازه حرکت زاویه‌ای، مداری و اسپینی، می‌پردازیم. اگر معادله‌ی هلمهولتز، ناشی از معادلات ماکسول در خلأ، را در مختصات استوانه‌ای نوشته و حل‌های آن را به صورت $\vec{E}(\vec{r}) = \hat{e}\, u(\rho,\varphi,z)\, e^{ikz} + c.c.$ قطبش میدان را مشخص می‌کند) در نظر گیریم، نتیجه زیر حاصل می‌شود [۱].

$$u(\rho,\varphi,z) = \frac{c}{(1+z^2/z_R^2)^{1/2}}\left(\sqrt{2}\,\rho/w(z)\right)^{|l|} \times L_p^{|l|}\left(2\rho^2/w^2(z)\right) e^{-\rho^2/w^2(z)} \times \exp\{i(k\rho^2 z/2(z^2+z_R^2)+|l|\varphi + (2p+|l|+1)\tan^{-1}(z/z_R)+kz)\} \quad (۱)$$

لازم به ذکر است که در به دست آوردن حل (۱) از تقریب پیرامحوری استفاده شده است و (در نمادهای استاندارد) $z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$ بازه رایلی، $w(z) = w_0\sqrt{1+\frac{z^2}{z_R^2}}$ اندازه‌ی لکه در هر z و $L_p^{|l|}$ چند جمله‌ای‌های لاگر از مرتبه‌ی p

---

[۱] Laguerre-Gaussian
[۲] Paraxial Approximation
[۳] Helmholtz Equation
[۴] Optical Vortex
[۵] Master Equation

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

و درجه (اندازه) l هستند. می‌توان نشان داد که برای موج لاگر-گاوسی، تکانه زاویه‌ای میدان الکترومغناطیسی، $\vec{J}=\varepsilon_0\int\vec{r}\times(\vec{E}\times\vec{B})\,d^3\vec{r}$، به دو جزء ***مداری*** و ***اسپینی*** تقسیم می‌شود [۴]. جزء مداری آن که صراحتاً از طریق معادله‌ی(۱) به l وابسته است،

$$\vec{L}=\varepsilon_0\sum_i\int d^3\vec{r}\,E_i^{\perp}(\vec{r}\times\nabla)A_i \qquad (۲)$$

و جزء اسپینی آن برابر است با،

$$\vec{S}=\varepsilon_0\int d^3r\,\vec{E}^{\perp}\times\vec{A} \qquad (۳)$$

یک واقعیت شناخته شده آن است که در امواج لاگر-گاوسی با قطبش تخت، تکانه اسپینی صفر می‌باشد [۴]. در ادامه به برهمکنش یک میدان لاگر-گاوسی (قطبیده‌ی خطی) با اتم‌های دوترازه، اثر تکانه زاویه‌ای موج بر بسامد تشدید و ضریب جذب، خواهیم پرداخت.

۳- برهمکنش اتم‌های دوترازه و موج لاگر-گاوسی در حضور اتلاف‌هایِ فازی

از آن‌جا که در این گزارش اتلاف‌های فاز شامل برخوردها و نیز واهلش‌حالت‌های الکترونی در نظر گرفته می‌شوند، با آنسامبلی آمیخته مواجه خواهیم بود. توصیف حالت چنین آنسامبلی تنها از طریق عملگر (ماتریس) چگالی امکان‌پذیر است. برای سامانه‌ی اتمی با اتلاف‌های فازی عملگر چگالی از معادله‌ی اساسی [۸]،

$$\dot{\rho}=-\frac{i}{\hbar}[H,\rho]-\frac{1}{2}\{\Gamma,\rho\} \qquad (۴)$$

که در آن H هامیلتونی کل و Γ عملگر ناهمدوسی سامانه می‌باشد، نتیجه می‌شود. اگر تکانه‌ی خطیِ مرکز جرم در اتم دوترازه $\vec{P}$، تراز برانگیخته $|2\rangle$ و تراز پایه $|1\rangle$ باشند، هامیلتونی کل اتم در برهمکنش با میدان الکتریکی خارجی عبارت خواهد بود از،

$$H=\frac{P^2}{2M}+\hbar\omega_0\sigma_+\sigma_--\vec{\mu}.\vec{E}(\vec{R}) \qquad (۵)$$

که در آن $\vec{\mu}$ عملگر دوقطبی الکتریکی، M جرم اتمی و $\sigma_+=\sigma_-^{\dagger}=|2\rangle\langle 1|$ عملگر نردبانی الکترونی می‌باشند. خاطر نشان می‌شود که رابطه‌ی (۵) در تقریب دوقطبی الکتریکی نوشته شده و از این‌رو میدان الکتریکی در محل مرکز جرم، $\vec{R}$، منظور می‌گردد. برای حل معادله (۴) معمول است که، با توجه به جرم بزرگ اتمی، از تقریب بی دررو[۶] $\rho=\rho_{c.m.}\otimes\rho_e$ و $\rho_{c.m.}=\delta(\vec{R}-\vec{R}_0)\delta(\vec{P}-\vec{P}_0)$ استفاده شود [۶]. در این‌صورت ماتریس چگالی 2×2 خواهد بود و میدان در محل اولیه‌ی مرکز جرم محاسبه می‌شود. همچنین فرض می‌شود که واهلشِ تراز اتمی $|2\rangle$ به دو صورت ناکشسان، با نرخ Γ_1، و کاملاً کشسان، با نرخ Γ_2، رخ می‌دهد که در این صورت $\Gamma_{ij}=\delta_{ij}\,\gamma_i$ ، $i,j=1,2$ بوده و برای درایه‌های رابطه‌ی (۴) خواهیم داشت [۸]،

$$\frac{d}{dt}\rho_{21}=-(i\omega_0+\Gamma_2)\rho_{21}+\frac{i}{\hbar}V_{21}(\rho_{22}-\rho_{11}) \qquad (۶)$$

$$\frac{d}{dt}(\rho_{22}-\rho_{11})=-((\rho_{22}-\rho_{11})-(\rho_{22}-\rho_{11})^{eq})\Gamma_1 -\frac{2i}{\hbar}(V_{21}\rho_{12}-\rho_{21}V_{12}) \qquad (۷)$$

در این‌جا متذکر می‌شویم که در استخراج دو معادله اخیر از $\rho_{22}+\rho_{11}=(\rho_{22}+\rho_{11})^{eq}=1$، بهنجارش عملگر چگالی، استفاده شده است. معادله‌ی اخیر بهنجارش ماتریس چگالی در هر لحظه را به ماتریس چگالی در تعادل (پس از آن‌که واهلش به‌طور کامل انجام پذیرفت) مربوط می‌سازد [۸]. در تقریب امواج چرخان فقط $V_{21}=-\mu_{21}E(\vec{R})e^{-i\omega t}$ در نظر گرفته می‌شود. از آن‌جا که در تقریب بی دررو داریم،

$$E(\vec{R})=E(\vec{R}_\circ)=\varepsilon(\vec{r}_\circ)e^{i\nabla\theta(\vec{r}_\circ).\vec{v}\,t} \qquad (۸)$$

که در آن $\vec{r}_\circ$ مکان اولیه مرکز جرم اتم، $\varepsilon(\vec{r}_\circ)$ و $\theta(\vec{r}_\circ)$ به ترتیب دامنه و فاز موج لاگر-گاوسی (به رابطه‌ی (۱) مراجعه شود) می‌باشند، بنابراین در معادلات (۶) و (۷)، $V_{21}=-\mu_{21}\varepsilon(\vec{r}_0)e^{-i[\omega-\nabla\theta(\vec{r}_0).\vec{v}]t}$ ، جایگزین می‌شود. از آن‌جا که درایه‌های ماتریس چگالی پس از واهلش به سمت حالت تعادلی میل می‌کند، آن‌ها را متناسب با $\exp\{-i[\omega-\nabla\theta(\vec{r}_0).\vec{v}]t\}$ نوشته و دو معادله‌ی (۶) و (۷) را در حالت پایا حل کرده، به جواب زیر می‌رسیم،

$$\rho_{21}(t)=\{\mu_{21}\varepsilon(\vec{r}_0)e^{-i(\omega-\nabla\theta(\vec{r}_0).v)t}\}\times\{(\rho_{22}-\rho_{11})^{eq}(1+\Delta^2/\Gamma_2^2)\}/\{\hbar(\Delta+i\Gamma_2)\}\times\{1+\Delta^2/\Gamma_2^2+\Omega^2/\Gamma_1\Gamma_2\} \qquad (۹)$$

---

[۶] Adiabatic Approximation

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

واضح است که ناکوکی، Δ، از طریق $\theta(\vec{r}_0)$ به فاز موج لاگر-گاوسی در رابطه‌ی (۱) وابسته است. برای سهولت فرض می‌شود که مرکز جرم در $z=0$ قرار داشته و حول محور z ها دوران می‌کند. بدین ترتیب، ناکوکی به صورت، $\Delta=\omega-\omega_0-\frac{l}{r}v_\varphi$، در خواهد آمد. حال می‌دانیم که پذیرفتاری الکتریکی (خطی)، χ، برای یک محیط همسانگرد به صورت $\vec{P}=\varepsilon_0\chi\vec{E}$ که درآن قطبش ماده، $P(t)=Tr\left(\mu\rho\right)=N\,\mu_{12}\rho_{21}$، می‌باشد، خواهد بود[۸]. بدین ترتیب ضریب جذب نوری، قسمت موهومی χ، برابر می‌شود با،

$$\chi_{\mathrm{Im}}=\frac{\alpha_0}{\omega_0/c}\left(\frac{1}{1+\frac{\Delta^2}{\Gamma_2^2}+\frac{\Omega^2}{\Gamma_1\Gamma_2}}\right) \qquad (۱۰)$$

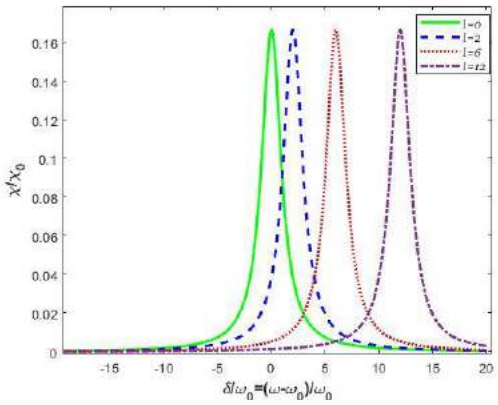
که در آن α_0 مطابق زیر تعریف شده است:

$$\alpha_0=-\left\{\omega_0 N/c\,\frac{(\rho_{22}-\rho_{11})^{eq}\left|\mu_{21}\right|^2}{\varepsilon_0\hbar\Gamma_2}\right\} \qquad (۱۱)$$

در معادله‌ی (۱۰)، $\Omega=2\left|\mu_{12}\right|\varepsilon(\rho_\circ,z=0)/\hbar$ بسامد رابی (وابسته به مکان مرکز جرم و تکانه زاویه‌ای موج) می‌باشد. از رابطه‌ی (۱۰) و تعریف فوق‌الذکر از ناکوکی، واضح است که شرط تشدید، $\Delta=0$، تنها با تنظیم تکانه زاویه‌ای موج (تعداد ورتکس‌ها) امکان‌پذیر است.

۱- بحث و نتیجه‌گیری

در شکل ۱ منحنی ضریب جذب بهنجار شده به $\chi_0=\alpha_0 c/\omega_0$ بر حسب $\delta=(\omega-\omega_0)/\omega_0$ و انتخاب $v_\varphi/r=\omega_0$ ارائه شده است. منحنی‌های این شکل برای موج‌های لاگر-گاوسی با تکانه‌های زاویه‌ای مداری متفاوت رسم شده است. در این شکل همچنین $\Gamma_1=2\Gamma_2=2\Gamma$ و $\Omega=\sqrt{10}\Gamma$ [۶] منظور شده است. در تایید آن‌چه گذشت، این شکل نشان می‌دهد که با افزایش عددِ کوانتومیِ تکانه زاویه‌ای مداری(تعداد ورتکس‌ها) در موج، بسامد تشدید به سمت بسامدهای بالاتر انتقال پیدا می‌کند. از این شکل همچنین پیش‌بینی می‌شود که پهنای طیف مستقل از عدد کوانتومی تکانه زاویه‌ای مداری می‌باشد (هرچند که این نکته را ما صراحتاً اثبات نموده‌ایم،به خاطر کمبود جا از آوردن جزئیات آن خودداری شده است).



شکل۱: طیف جذب برای تکانه‌های زاویه‌ای، l، متفاوت. جابجایی بسامد تشدید جذب برای این مقادیر l کاملا مشخص است.

نتیجه‌ی قابل توجه در این مقاله آن است که با اندازه‌گیری طیف جذب در برهمکنش موج‌های لاگر-گاوسی با ماده‌ایی مانند منیزیم (مدل دو ترازه) می‌توان به تعداد ورتکس‌های موج پی برد.

مراجع

[1] Allen, Les, et al. "Orbital angular momentum of light and the transformation of Laguerre-Gaussian laser modes." Physical Review A 45.11 (1992): 8185.

[2] Barnett, Stephen M., et al. "On the natures of the spin and orbital parts of optical angular momentum." Journal of Optics 18.6 (2016): 064004.

[3] Yao, Alison M., and Miles J. Padgett. "Orbital angular momentum: origins, behavior and applications." *Advances in Optics and Photonics* 3.2 (2011): 161-204.

[4] Andrews, David L. Structured light and its applications: An introduction to phase-structured beams and nanoscale optical forces. Academic Press, 2011.

[5] Schmiegelow, Christian T., et al. "Transfer of optical orbital angular momentum to a bound electron." Nature communications 7 (2016).

[6] Allen, L., et al. "Atom dynamics in multiple Laguerre-Gaussian beams." Physical Review A 54.5 (1996): 4259.

[7] Kazemi, Seyedeh Hamideh, and Mohammad Mahmoudi. "Multi-photon resonance phenomena using Laguerre–Gaussian beams." Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics 49.24 (2016): 245401.

[8] Boyd R W *Nonlinear Opt* 2008 (London: Academic Press)

[9]

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

کوانتش کانونیک میدان الکترومغناطیس در حضور یک تیغه نامتناهی ماده مغناطو-دی الکتریک دوناهمسانگرد جاذب قرار داده شده بین دو رسانای کامل نامتناهی تخت و موازی

علی شوقی ، مجید عموشاهی

دانشگاه اصفهان-گروه فیزیک

چکیده– با مدل سازی یک تیغه نامتناهی ماده مغناطو-دی الکتریک جاذب و دو ناهمسانگرد، قرار داده شده بین دو رسانای نامتناهی تخت و موازی ، یک کوانتش کانونیک از میدان الکترومغناطیس در حضور این تیغه بعمل می آید. قانون گوس و معادلات ماکسول به عنوان معادلات اولر-لاگرانژ استخراج می شوند. معادلات او لر-لاگرانژ نوسانگرهایی که تیغه مغناطو-دی الکتریک را مدل سازی می کنند معادلات ساختارمندی تیغه را بدست می دهند. تانسورهای نفوذ پذیری الکتریکی و مغناطیسی تیغه مغناطو-دی الکتریک بر حسب تانسورهای جفت کننده تیغه مغناطو-دی الکتریک و میدان الکترومغناطیس بدست می آیند. بسط متغیرهای دینامیکی میدان الکترومغناطیس و ماده مغناطودی-الکتریک بر حسب ویژه مد های ناحیه بین دو رسانا ارائه می شود و عملگرهای نردبانی میدان الکترومغناطیس و نوسانگرهایی که ماده را مدل سازی می کنند معرفی می شوندند.

کلید واژه ها – کوانتش کانونیک، تیغه مغناطو دی الکتریک دو ناهمسانگرد، معادلات ساختارمندی، تانسورهای نفوذ پذیری، تا نسورهای جفت کننده

Canonical quantization of electromagnetic field in the presence of a bi-anisotropic absorbing magneto-dielectric slab between two parallel perfectly conducting plates

Ali Shoghi , Majid Amooshahi

Department of Physics , University of Isfahan

Abstract- Modeling a bi-anisotropic absorbing magneto-dielectric slab by two continuum collections of the space-time dependent harmonic oscillators , a fully canonical quantization of electromagnetic field is achieved in the presence of such a magneto-dielectric slab inserted between two parallel perfectly conducting plates. The Gauss and Maxwell's laws are obtained as the classical Euler-Lagrange equations of the total system. Also the constitutive relations of the magneto-dielectric slab are obtained using the classical Euler-Lagrange equations of the harmonic oscillators modeling the magneto-dielectric slab. The electric and magnetic susceptibility tensors of the bi-anisotropic magneto-dielectric slab are expressed in terms of the coupling tensors that couple the electromagnetic field to the magneto-dielectric slab. The mode expansions of dynamical variables of the electromagnetic field and the magneto-dielectric slab are given and the ladder operators of the total system are introduced.

Keywords: Canonical quantization, Bi- anisotropic magneto-dielectric slab , Constitutive relations, Susceptibility tensors, Coupling tensors.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

در سال های اخیر یک روش کوانتش کاملا کانونیک از میدان الکترومغناطیس در حضور ماده مغناطو-دی الکتریک جاذب ارائه شده است [۳]، [۲]، [۱]. در این روش ماده را با دو مجموعه پیوستار و مستقل از نوسانگرهای هارمونیک سه بعدی مدل سازی می کنند. یکی از این مجموعه ها قطبش پذیری ماده و دیگری مغناطش پذیری ماده را توصیف می کند. معادلات ماکسول و معادلات ساختارمندی ماده به کمک معادلات اولر-لاگرانژ کل سیستم بدست می آید. تانسورهای نفوذ پذیری الکتریکی و مغناطیسی ماده بر حسب تانسورهای جفت کننده ماده و میدان الکترومغناطیس بدست می آیند. قطبش های الکتریکی و مغناطیسی نوفه بر حسب تانسورهای جفت کننده ماده و میدان الکترومغناطیس و نوسانگرهایی که ماده را مدل سازی می کنند در $t=0$ بدست می آیند.

۲- معادلات اویلر-لاگرانژ

لاگرانژی کل سیستم (میدان الکترومغناطیس و ماده مغناطو-دی الکتریک جاذب دو ناهمسانگرد) به صورت زیر پیشنهاد می شود:

$$L(t)=\int_V d^3r[l_s+l_{em}+l_{\text{int}}]. \qquad (۱)$$

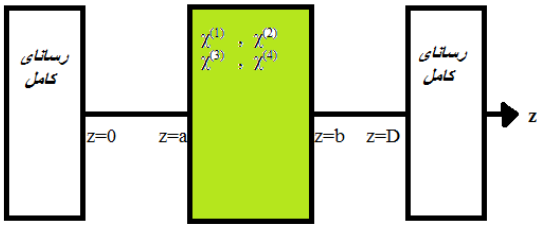
که در آن V حجم بین دو رسانای کامل تخت و موازی در شکل (۱) می باشد . $l_{\text{int}}, l_{em}, l_s$ به ترتیب چگالی های لاگرانژی ماده مغناطودی –الکتریک ، میدان الکترومغناطیس و برهمکنش بین آنها است و به صورت زیر هستند:

$$l_s=\int_0^{+\infty}d\omega\sum_{i=1}^{2}[\tfrac{1}{2}\dot{\vec{X}}_\omega^{(i)}(\vec{r},t)\cdot\dot{\vec{X}}_\omega^{(i)}(\vec{r},t) -\tfrac{1}{2}\omega^2\vec{X}_\omega^{(i)}(\vec{r},t)\cdot\vec{X}_\omega^{(i)}(\vec{r},t)]. \qquad (۲)$$

$$l_{em}=\tfrac{1}{2}\varepsilon_0E^2-\frac{B^2}{2\mu_0}. \qquad (۳)$$

$$l_{\text{int}}=\int_0^{+\infty}d\omega\sum_{i=1}^{2}\sum_{m,n=1}^{3}f_i^{mn}(\omega,\vec{r})E_m(\vec{r},t)X_{\omega n}^{(i)}(\vec{r},t) +\int_0^{+\infty}\sum_{i=1}^{2}\sum_{m,n=1}^{3}g_i^{mn}(\omega,\vec{r})B_m(\vec{r},t)X_{\omega n}^{(i)}(\vec{r},t). \qquad (۴)$$

که $\vec{E}=-\frac{\partial\vec{A}}{\partial t}-\vec{\nabla}\varphi$ و $\vec{B}=\vec{\nabla}\times\vec{A}$ به ترتیب میدان های الکتریکی و مغناطیسی هستند که برحسب پتانسیل های اسکالر φ و برداری $\vec{A}$ نوشته می شوند. در چگالی لاگرانژی (۴) $f_i, g_i \quad i=1,2$ تانسور های جفت کننده میدان الکترومغناطیس و ماده مغناطو دی- الکتریک دوناهمسانگرد است.



شکل ۱: سیستم کل شامل میدان الکترومغناطیس و تیغه ی نامتناهی مغناطو –دی الکتریک دوناهمسانگرد جاذب بین دو صفحه رسانای کامل نامتناهی.

با استفاده از چگالی های لاگرانژی (۲)، (۳)و (۴) معادلات اویلر -لاگرانژ برای پتانسیل های اسکالر φ و برداری $\vec{A}$ به ترتیب به قانون گاوس و قانون ماکسول منجر می شوند.

$$\vec{\nabla}\cdot(\varepsilon_0\vec{E}+\vec{P})=0 \qquad (۵)$$

$$\vec{\nabla}\times(\frac{\vec{B}}{\mu_0}-\vec{M})=\frac{\partial}{\partial t}(\varepsilon_0\vec{E}+\vec{P}) \qquad (۶)$$

که در آنها $\vec{M}, \vec{P}$ به ترتیب چگالی های قطبش الکتریکی و مغناطیسی ماده هستند و برحسب نوسانگرهایی که ماده مغناطودی –الکتریک را مدل سازی می کنند و تانسورهای جفت کننده میدان الکترومغناطیس و ماده مغناطودی – الکتریک به صورت زیر تعریف می شوند:

$$\vec{P}(r,t)=\int_0^{+\infty}d\omega\sum_{i=1}^{2}f_i(\omega,\vec{r})\cdot\vec{X}_\omega^{(i)}(\vec{r},t)$$
$$\vec{M}(r,t)=\int_0^{+\infty}d\omega\sum_{i=1}^{2}g_i(\omega,\vec{r})\cdot\vec{X}_\omega^{(i)}(\vec{r},t) \qquad (۷)$$

همچنین معادلات اویلر- لاگرانژ برای نوسانگرهایی که ماده را مدل سازی می کنند به صورت زیر بدست می آیند:

$$\ddot{\vec{X}}_\omega^{(i)}(\vec{r},t)+\omega^2\vec{X}_\omega^{(i)}(\vec{r},t) =f_i^t(\omega,\vec{r})\cdot E(\vec{r},t)+g_i^t(\omega,\vec{r})\cdot B(\vec{r},t) \qquad (۸)$$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

که در این رابطه بالا نویس t نشانگر ترانهاده است. پاسخ معادله (۸) به شکل زیر است:

$$\vec{X}_{\omega}^{(i)}(\vec{r},t)=\vec{X}_{\omega}^{(i)}(\vec{r},0)\cos\omega t+\frac{\sin\omega t}{\omega}\dot{\vec{X}}_{\omega}^{(i)}(\vec{r},0)$$
$$+\int_0^t dt'\frac{\sin\omega(t-t')}{\omega}[\,f_i^t(\omega,\vec{r})\cdot\vec{E}(\vec{r},t')+g_i^t(\omega,\vec{r})\cdot\vec{B}(\vec{r},t').\qquad(۹)$$

با جایگذاری (۹) در (۷) روابط ساختارمندی به شکل زیر می شوند:

$$\vec{P}(\vec{r},t)=\vec{P}_N(\vec{r},t)+\int_0^{|t|}dt'[\chi^{(1)}(\vec{r},|t|-t')\cdot\vec{E}(\vec{r},\pm t')$$
$$+\chi^{(2)}(\vec{r},|t|-t')\cdot\vec{B}(\vec{r},\pm t')],$$
$$\vec{M}(\vec{r},t)=\vec{M}_N(\vec{r},t)+\int_0^{|t|}dt'[\chi^{(3)}(\vec{r},|t|-t')\cdot\vec{E}(\vec{r},\pm t')$$
$$+\chi^{(4)}(\vec{r},|t|-t')\cdot\vec{B}(\vec{r},\pm t')].\qquad(۱۰)$$

علامت های مثبت (منفی) به ترتیب برای $t>0$ $(t<0)$ هستند و تانسور های $\chi^{(i)},i=1,2,3,4$ تانسورهای پذیرفتاری ماده هستند. ودر مرجع [۲]بر حسب تانسورهای جفت کننده $\vec{M}_N,\vec{P}_N$ (۱۰) معرفی شده اند. در معادله $f_i\,,g_i\;\;i=1,2$ میدان های قطبش الکتریکی و مغناطیسی نوفه هستند که برحسب تانسورهای جفت کننده $f_i\,,g_i\;\;i=1,2$ و نوسانگرهایی که ماده را مدل سازی می کنند بدست می آیند [۲].

۳- کوانتش کانونیک

در این بخش یک کوانتش کانونیک برای میدان الکترومغناطیس و ماده مغناطودی- الکتریک بعمل می آید برای این منظور از پیمانه کولمب ($\vec{\nabla}\cdot\vec{A}=0$) استفاده می کنیم و درجه آزادی اضافی پتانسیل اسکالر φ را به کمک قانون گوس (۵) از لاگرانژی سیستم حذف می کنیم . با استفاده از قانون گوس (۵) می توان پتانسیل اسکالر φرا به صورت زیر بر حسب چگالی بارهای الکتریکی قطبشی القا شده در ماده مغناطودی -الکتریک نوشت:

$$\varphi(\vec{r},t)=-\frac{1}{\varepsilon_0}\int_V d^3r'G(\vec{r},\vec{r}')\vec{\nabla}'\cdot\vec{P}(\vec{r}',t)\qquad(۱۱)$$

که $G(\vec{r},\vec{r}')$تابع گرین برای ناحیه بین دوصفحه رسانا در شکل (۱) است و در شرایط مرزی دیریخله روی سطوح $z=0,D$ و معادله $\nabla^2G(\vec{r},\vec{r}')=-\delta(\vec{r}-\vec{r}')$ صدق می کند . تابع گرین $G(\vec{r},\vec{r}')$به صورت زیر است:

$$G(\vec{r},\vec{r}')=\frac{1}{2\pi^2D}\sum_{n=1}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty}d^2k[\frac{\exp(i\vec{k}^{\parallel}.(\vec{r}^{\parallel}-\vec{r}'^{\parallel})}{k_x^2+k_y^2+(\frac{n\pi}{D})^2}$$
$$\times\sin(\frac{n\pi z}{D})\sin(\frac{n\pi z'}{D})].$$

در این رابطه $d^2k=dk_xdk_y$ و $k^{\parallel}=k_x\hat{i}+k_y\hat{j}$ و $\vec{r}^{\parallel}=x\hat{i}+y\hat{j}$ است. با جایگزاری φ از معادله (۱۱) در لاگرانژی (۴) _ (۱) و استفاده از پیمانه کولمب $\vec{\nabla}\cdot\vec{A}=0$ و انتگرال گیری جز به جز به عبارت زیر برای لاگرانژی کل سیستم می رسیم:

$$L(t)=\int_V d^3r[\tfrac{1}{2}\varepsilon_0(\frac{\partial\vec{A}}{\partial t})^2-\frac{(\vec{\nabla}\times\vec{A})^2}{2\mu_0}-\frac{\partial\vec{A}}{\partial t}\cdot\vec{P}^T+(\vec{\nabla}\times\vec{A})\cdot\vec{M}]$$
$$+\int_V d^3r\int_0^{+\infty}d\omega\sum_{i=1}^{2}[\tfrac{1}{2}(\dot{\vec{X}}_{\omega}^{(i)})^2-\tfrac{1}{2}\omega^2(\vec{X}_{\omega}^{(i)})^2]$$
$$-\frac{1}{2\varepsilon_0}\int_V d^3r\int_V d^3r'G(\vec{r},\vec{r}')\vec{\nabla}\cdot\vec{P}(\vec{r},t)\vec{\nabla}'\cdot\vec{P}(\vec{r}',t)$$
(۱۲)

که میدان های قطبش و مغناطش با معادلات (۷) داده شده اند و عبارت $\vec{P}^T$ مولفه عرضی بردار قطبش می باشد و بصورت زیر تعریف می شود:

$$P_i^T(\vec{r},t)=\sum_{j=1}^{3}\int_V d^3r'\delta_{ij}^T(\vec{r},\vec{r}')P_j(\vec{r}',t),$$
$$\delta_{ij}^T(\vec{r},\vec{r}')=\delta_{ij}\delta(\vec{r}-\vec{r}')-\frac{\partial}{\partial x_i}G(\vec{r},\vec{r}')\frac{\partial}{\partial x_j'}\qquad(۱۳)$$

اکنون تنها متغییر دینامیکی میدان الکترومغناطیس پتانسیل برداری $\vec{A}$ است. با استفاده از چگالی لاگرانژی (۱۲) متغییر های همیوغ میدان های $\vec{X}_{\omega}^{(1)}(r,t)$ و $\vec{X}_{\omega}^{(2)}(r,t)$ و $\vec{A}$ به ترتیب به شکل زیر داده می شوند:

$$-\vec{D}=\varepsilon_0\dot{\vec{A}}-\vec{P}^T\qquad(۱۴)$$
$$\vec{Q}_{\omega}^{(i)}=\dot{\vec{X}}_{\omega}^{(i)}\qquad i=1و2\qquad(۱۵)$$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

اکنون با داشتن متغییر های همیوغ کل سیستم در معادلات (۱۴) و (۱۵) روابط جابجایی زیر روی آنها اعمال می شود:

$$[\vec{X}_{\omega}^{(i)}(\vec{r},t),\vec{Q}_{\omega'}^{(j)}(\vec{r}',t)]=i\hbar I\delta_{ij}\delta(\omega-\omega')\delta(\vec{r}-\vec{r}')$$
$$[A_i(\vec{r},t),-D_j(\vec{r}',t)]=i\hbar\delta_{ij}^{T}(\vec{r},\vec{r}') \quad (۱۶)$$

اکنون به کمک هامیلتونی کل سیستم:

$$H(t)=\int_V d^3r[\int_0^{+\infty}d\omega\sum_{i=1}^{2}\vec{Q}_{\omega}^{(i)}\cdot\dot{\vec{X}}_{\omega}^{(i)}-\vec{D}\cdot\dot{\vec{A}}]-L(t)$$

و روابط جابجایی (۱۶) می توان نشان داد معادله ماکسول (۶) و معادلات ساختارمندی (۱۰) در تصویر هایزنبرگ معتبر باقی می مانند. بسط متغیرهای دینامیکی همیوغ میدان الکترومغناطیس وماده مغناطودی-الکتریک بر حسب مدهای ناحیه بین دو رسانا درشکل (۱) به شکل زیر است:

$$\vec{A}(\vec{r},t)=\sum_{\lambda=1}^{2}\sum_{n=1}^{+\infty}\int d^2k\sqrt{\frac{\hbar}{(2\pi)^2D\omega_n(\vec{k}^{\parallel})\varepsilon_0}}\times$$
$$[a_{n,\vec{k}^{\parallel},\lambda}(t)\vec{V}_{n,\vec{k}^{\parallel},\lambda}(\vec{r})+a^{*}_{n,\vec{k}^{\parallel},\lambda}(t)\vec{V}^{*}_{n,\vec{k}^{\parallel},\lambda}(\vec{r})]$$
$$\vec{D}(\vec{r},t)=-i\sum_{\lambda=1}^{2}\sum_{n=1}^{+\infty}\int d^2k\sqrt{\frac{\hbar\omega_n(\vec{k}^{\parallel})\varepsilon_0}{(2\pi)^2D}}\times[a^{*}_{n,\vec{k}^{\parallel},\lambda}(t)\vec{V}^{*}_{n,\vec{k}^{\parallel},\lambda}(\vec{r})-a_{n,\vec{k}^{\parallel},\lambda}(t)\vec{V}_{n,\vec{k}^{\parallel},\lambda}(\vec{r})] \quad (۱۷)$$
$$\vec{X}_{\omega}^{(i)}(\vec{r},t)=\sum_{\lambda=1}^{3}\sum_{n=-\infty}^{+\infty}\int d^2k\sqrt{\frac{\hbar}{(2\pi)^2D\omega}}\times$$
$$[b^{(i)}_{n,\vec{k}^{\parallel},\lambda}(t)\vec{V}_{n,\vec{k}^{\parallel},\lambda}(\vec{r})+(b^{(i)}_{n,\vec{k}^{\parallel},\lambda})^{*}(t)V^{*}_{n,\vec{k}^{\parallel},\lambda}(\vec{r})]$$
$$\vec{Q}_{\omega}^{(i)}(\vec{r},t)=-i\sum_{\lambda=1}^{3}\sum_{n=-\infty}^{+\infty}\int d^2k\sqrt{\frac{\hbar\omega}{(2\pi)^2D}}\times$$
$$[b^{(i)}_{n,\vec{k}^{\parallel},\lambda}(t)\vec{V}_{n,\vec{k}^{\parallel},\lambda}(\vec{r})-(b^{(i)}_{n,\vec{k}^{\parallel},\lambda})^{\tau}(t)\vec{V}^{*}_{n,\vec{k}^{\parallel},\lambda}(\vec{r})] \quad (۱۸)$$

که در آن $\omega_n(\vec{k}^{\parallel})=C\sqrt{k_x^2+k_y^2+(\frac{n\pi}{D})^2}$ است و مو لفه های دکارتی ویژه بردارهای $\vec{V}_{n,\vec{k}^{\parallel},\lambda}(k^{\parallel},r)$ به صورت زیر داده می شوند:

$$[V_{n,\lambda}(\vec{k}^{\parallel},\vec{r})]_j=e_j(\lambda,n,\vec{k}^{\parallel})f_j(n,\vec{r})\quad j,\lambda=1,2,3$$
$$f_1(n,\vec{r})=f_2(n,\vec{r})=-i\exp(i\vec{k}^{\parallel}.\vec{r}^{\parallel})\sin(\frac{n\pi z}{D})$$
$$f_3(n,\vec{r})=\exp(i\vec{k}^{\parallel}.\vec{r}^{\parallel})\cos(\frac{n\pi z}{D})$$

که در آن $\lambda=1,2$ $\vec{e}(\lambda,n,\vec{k}^{\parallel})$ برای هر $n,\vec{k}^{\parallel}$ دو بردار واحد متعامد هستند و هر دو بر بردار واحد $\vec{e}(3,n,\vec{k}^{\parallel})=\frac{\vec{k}^{\parallel}-\frac{n\pi}{D}\hat{z}}{\sqrt{k_x^2+k_y^2+\frac{n^2\pi^2}{D^2}}}$ عمود هستند.

در بسط های (۱۷)و(۱۸)عملگرهای نردبانی متغیرهای دینامیکی میدان الکترومغناطیس و ماده در روابط جابجایی زیر صدق می کنند:

$$[a_{n,\vec{k}^{\parallel},\lambda}(t),a^{*}_{n',\vec{k}'^{\parallel},\lambda'}(t)]=\delta_{\lambda\lambda'}\delta_{nn'}\delta(\vec{k}^{\parallel}-\vec{k}'^{\parallel})$$
$$[b^{(i)}_{n,\vec{k}^{\parallel},\lambda}(\omega,t),(b^{(j)}_{n',\lambda'})^{*}(\omega',t)]=\delta_{ij}\times\delta_{\lambda\lambda'}\delta_{nn'}\delta(\omega-\omega')\delta(\vec{k}^{\parallel}-\vec{k}'^{\parallel})$$

۴- نتیجه گیری

در این مقاله با تعمیم روش ارائه شده در مراجع یک کوانتش کاملا کانونیک از میدان الکترومغناطیس در حضور یک تیغه نامتناهی ماده مغناطو-دی الکتریک جاذب دو ناهمسانگرد قرار داده شده بین دو رسانای کامل تخت و موازی ارائه شده است.

مراجع

[1] M. Amooshahi, J. Math. Phys. 50, 062301 (2009).
[2] M. Amooshahi, Eur. Phys. J. D, 69:66 (2015).
[3] M. Amooshahi, Int.J. Theor. Phys 55 ,3761-3776(2016).

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

بررسی و شبیه‌سازی انتشار سیگنال فوتوآکوستیکی در محیط ناهمگن سر انسان با استفاده از روش المان محدود

سیدمحسن رنجبران[۱]، حمیدرضا فلاح[۱]، مرتضی حاجی محمودزاده[۱] و محمدرضا نصیری اوانکی[۲]

[۱]گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه اصفهان

[۲]دانشکده مهندسی پزشکی، دانشگاه وین دیترویت امریکا

چکیده – تاکنون روش‌های مختلفی برای تصویربرداری از بافت‌های مختلف بدن مانند تومورها، بافت‌های سرطانی و موارد مشابه مطرح‌شده است. یکی از نوین‌ترین این روش‌ها تصویربرداری فوتوآکوستیک است که در آن بافت موردنظر تحت تابش لیزر مناسب قرارگرفته و موج آکوستیک تولیدشده ناشی از انبساط گرمایی بافت، ثبت می‌شود. در این مقاله این روش برای تومور داخل مغز شبیه‌سازی شده است و اثر اندازه، عمق تومور و ضخامت جمجمه، در موج آکوستیک ثبت‌شده با روش اجزاء محدود در حوزه‌ی زمانی مورد بررسی قرارگرفته است.

کلیدواژه- اجزاء محدود در حوزه زمانی،انتشار موج سه‌بعدی،تصویربرداری پزشکی،فوتوآکوستیک

Investigation and simulation of photoacoustic signal propagation in heterogeneous human head by using finite element method

Seyed Mohsen Ranjbaran1, Hamidreza Fallah1, Morteza Haji Mahmoodzadeh1, Mohammadreza Nasiri Avanaki2

[1] Physics Department, Sciences Faculty, University of Isfahan

[2]Biomedical Engineering Department, Wayne State University

Abstract- Several methods have been used for imaging soft tissue, tumors (especially cancerous tumor) and similar structure. One of the newest methods is photoacoustic imaging in which the tissue is illuminated by an appropriate laser pulse and the produced acoustic wave resulting from thermal expansion of the tissue is recorded. In this paper, this technique is simulated for a tumor inside the brain, and the effect of its size, depth and the thickness of the skull on the recorded acoustic wave by the finite element time domain method are investigated.

Keywords: Finite Element Time Domain, 3D Wave Propagation, Biomedical Imaging, Photoacoustic

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

برای تصویربرداری از بدن و بافت‌های مرتبط با آن، روش‌های مختلفی مانند تصویربرداری تشدید مغناطیسی، تصویربرداری پرتو ایکس، توموگرافی گسیل پوزیترون، سونوگرافی، توموگرافی همدوس اپتیکی،تصویربرداری فوتوآکوستیک و ... مطرح‌شده‌اند[۱].

در تصویربرداری فوتوآکوستیک زیست‌پزشکی، بافت با یک لیزر تپی نانوثانیه‌ای مورد تابش قرار می‌گیرد که نتیجه‌ی آن تولید یک موج صوتی به دلیل جذب اپتیکی و انبساط گرمایی سریع بافت خواهد بود[۲, ۳]. سپس این موج توسط حسگرهای فشار تعبیه‌شده ثبت می‌گردد و با استفاده از الگوریتم‌های بازسازی تصویر، تصویر بافت تولیدکننده‌ی موج آکوستیکی بازسازی می‌شود[۴].

۲- روش انجام تحقیق

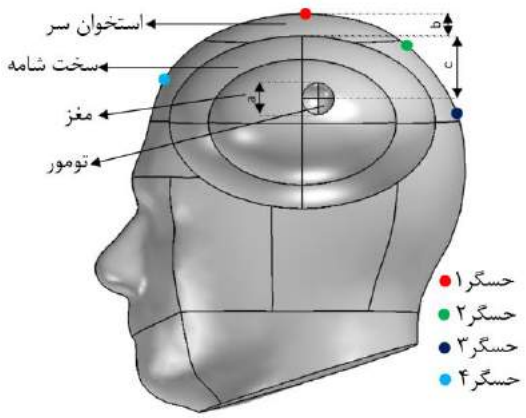
برای بررسی نحوه‌ی انتشار موج آکوستیکی در سر انسان ابتدا روابط ریاضی حاکم بر انتشار موج آکوستیکی بیان و سپس با استفاده از نرم‌افزار کامسول انتشار موج آکوستیکی در شرایط مختلف شبیه‌سازی‌شده است. فشار اولیه‌ی p_0 که به‌وسیله‌ی یک جذب‌کننده‌ی اپتیکی تولید می‌شود را می‌توان به‌صورت $p_0 = T\,\mu_a F$ نشان داد که در آن F، شار لیزر در ماده‌ی جاذب، μ_a ضریب جذب اپتیکی و T عامل گرینزین بافت است که توانایی بافت برای تبدیل شار لیزر به فشار مکانیکی را نشان می‌دهد و معمولاً به‌صورت تجربی مشخص می‌شود[۵]. در حالت کلی تولید و انتشار امواج فوتوآکوستیک با استفاده از معادله‌ی زیر در زمان‌ها و مکان‌های مختلف به دست می‌آید[۶]:

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{v_s^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) p(r,t) = -\frac{\beta}{c_p}\frac{\partial H}{\partial t} \qquad (۱)$$

که، β ضریب انبساط حرارت حجمی برای بافت تحت تابش لیزر، v_s سرعت موج صوتی در بافت، c_p ظرفیت گرمایی ویژه‌ی بافت و H تابع گرمایش است. در تصویربرداری فوتوآکوستیک به این دلیل که نور لیزر فرودی و موج آکوستیکی تولیدشده، در بافت اتلاف خواهند داشت عمق تصویربرداری به‌وسیله عمق نفوذ نور و اتلاف آکوستیکی محدود می‌شود. عمق نفوذ نوری با ضریب خاموشی مؤثر، $\mu_{eff} = (3\mu_a(\mu_a + \mu_s'))^{1/2}$ ،مشخص می‌شود که در آن μ_a ضریب جذب و μ_s' ضریب پراکندگی کاهش‌یافته‌ی بافت است[۴, ۷]. عمق نفوذ، $\delta = 1/\mu_{eff}$، به مقدار زیادی به طول‌موج وابسته است و در ناحیه‌ی طیفی فروسرخ نزدیک ممکن است به چندین سانتی‌متر برسد[۸, ۹].

۳- شبیه‌سازی عددی

در این شبیه‌سازی مدل تقریبی مغز، بافت میان مغز و استخوان سر به نام سخت‌شامه و استخوان سر شبیه‌سازی و یک تومور کروی به‌عنوان منبع تولد فشار در سر در نظر گرفته‌شده است. انتشار امواج ناشی از این چشمه‌ی فشار در زمان‌ها و مکان‌های مختلف با استفاده از روابط ریاضی بیان‌شده در بخش قبل و حل مسئله با روش المان محدود در حوزه‌ی زمانی و تعیین عامل‌های چگالی و سرعت صوت مواد مختلف، با استفاده از نرم‌افزار کامسول بررسی و شدت سیگنال فوتوآکوستیکی توسط چهار حسگر واقع بر روی سر اندازه‌گیری شده است. بازه‌ی زمانی بررسی این تغییرات ۲۵۰ میکروثانیه برای تپی با نمایه زمانی گاوسی با مرکزیت ۳۰ میکروثانیه و انحراف از معیار ۲ میکروثانیه در نظر گرفته شد. شکل شماره‌ی۱ طرحواره بافت‌های ذکرشده همراه باضخامت‌های آن‌هاست که با استفاده از متغیرهای a قطر تومور، b ضخامت جمجمه سر و c فاصله‌ی مرکز تومور تا سطح داخلی جمجمه مشخص‌شده است.

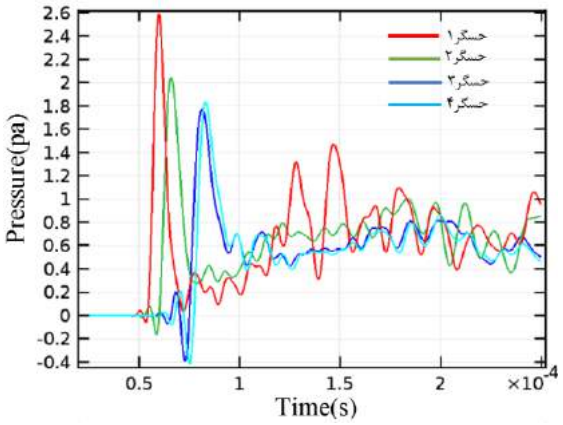


شکل ۱: موقعیت مکانی حسگرها، بافت‌ها و متغیرهای a، b و c

با توجه به محیط ناهمگن در نظر گرفته‌شده برای انتشار امواج صوتی، با برخورد موج به مرزهایی که چگالی و سرعت صوت در آن عوض می‌شود، بازتاب‌هایی داریم که توسط حسگرها قابل‌اندازه‌گیری است. شکل شماره‌ی۲ فشار

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

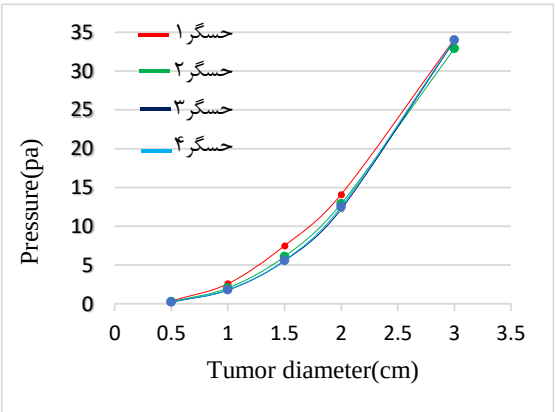
ثبت‌شده ناشی از یک تومور با قطر ۱ سانتی‌متر برای b، ۱۴mm و c، ۵/۵cm را نشان می‌دهد. قله‌های اولیه به‌صورت مستقیم از بافت تومور و نوسانات بعدی ناشی از بازتاب موج صوتی از مرزها هست.



شکل ۲: سیگنال فوتوآکوستیک ثبت‌شده توسط حسگرهای روی سر

در این مقاله به اثر متغیرهای ذکرشده بر اولین قله موج صوتی ثبت‌شده توسط حسگرها پرداخته‌شده است.

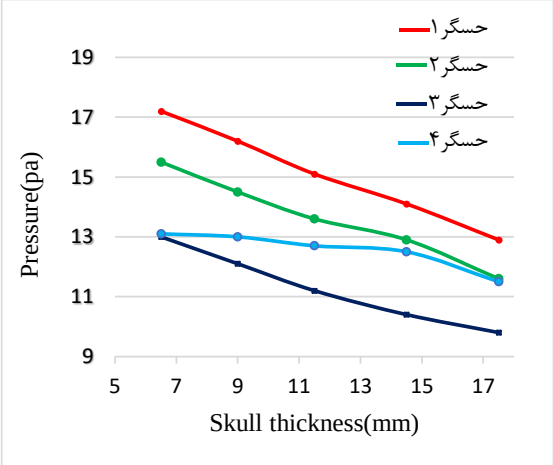
در ابتدا متغیر b، ۱/۴cm ، c، ۵/۵cm و برای متغیر a اعداد۰/۵، ۱، ۱/۵ ، ۲ و ۳ سانتی‌متر در نظر گرفته‌شده است. شکل شماره‌ی۳ بیشینه‌ی فشار ثبت‌شده توسط حسگرها را در این حالت‌ها نمایش می‌دهد.



شکل ۳: بیشینه‌ی فشار دریافتی توسط حسگرها نسبت به قطر تومور

همان‌طور که مشخص است با افزایش قطر تومور فشار رسیده به حسگرها افزایش می‌یابد. بین ابعاد ۱ تا ۳ سانتی‌متر برای قطر تومور، می‌توان خطی بر منحنی برازش کرد و با استفاده از داده‌های این خط زینه‌بندی مناسبی انجام داد که به نظر می‌رسد حداقل تا دقت ۰/۱ سانتی‌متر قطر تومور قابل‌اندازه‌گیری باشد. با افزایش تعداد حسگرها و افزایش تعداد گام‌های اندازه‌گیری ابعاد تومور، این زینه‌بندی به‌مراتب دقیق‌تر و دقت اندازه‌گیری قطر تومور بهبود می‌یابد.

در ادامه اثر ضخامت جمجمه در شدت سیگنال فوتوآکوستیک بررسی‌شده است (شکل۴). در اینجا a، ۲cm ،c، ۵/۵cm و برای b اعداد ۶/۵، ۹ ،۱۱/۵، ۱۴و۱۷/۵ میلی‌متر در نظر گرفته‌شده است. همان‌طور که مشخص است با افزایش ضخامت جمجمه که یک عامل مؤثر در تضعیف شدت سیگنال فوتوآکوستیکی است، دامنه‌ی سیگنال دریافتی در حسگرها کاهش‌یافته است.

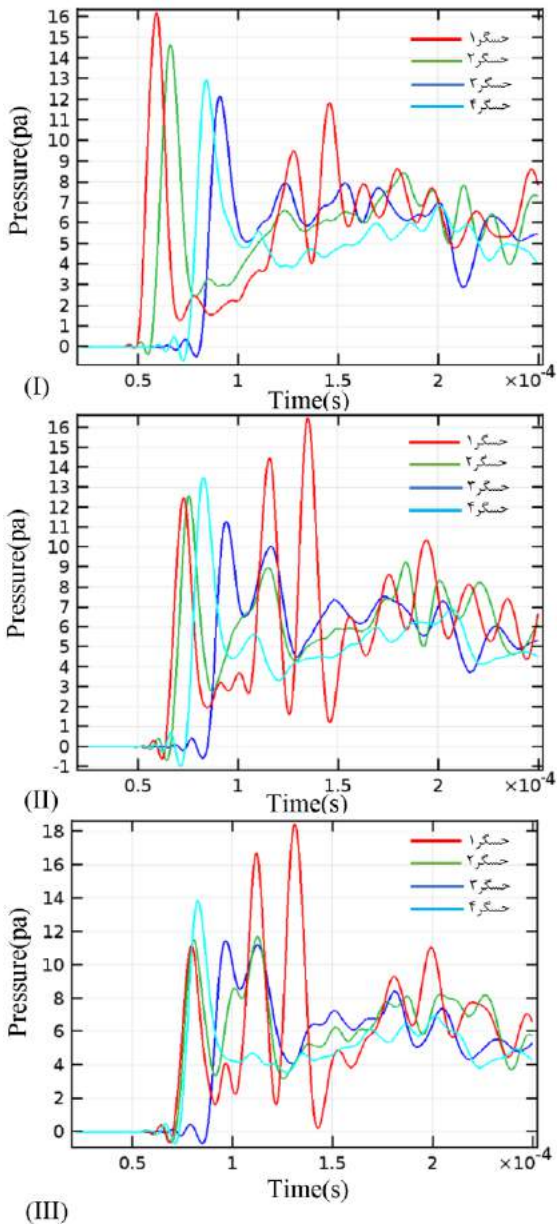


شکل ۴: اثر ضخامت جمجمه بر روی فشار دریافتی توسط حسگرها

شکل ۵ اثر عمق تومور در شدت سیگنال فوتوآکوستیکی را برای هر ۴ حسگر نشان می‌دهد. در این شکل a،۲cm ،b، ۹mm و c، ۵/۵، ۶ و ۷ سانتی‌متر در نظر گرفته‌شده است. با توجه به شکل۵ با جابه‌جایی محل تومور، شدت سیگنال دریافتی در حسگرها عوض‌شده است. برای حسگر۱، شدت سیگنال ناشی از بازتاب از مرزها در بعضی از زمان‌ها بیشتر از شدت سیگنال اولیه‌ای ایست که به‌صورت مستقیم به حسگر می‌رسد. برای حسگر ۲ و ۳ شدت سیگنال بازتابی از بافت‌های مختلف در زمان‌های مشخص با شدت سیگنال اولیه نیز تقریباً برابر می‌شود. انتقال زمانی قله‌های دریافتی نیز در هر سه مرحله حاکی از افزایش عمق تومور است.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

بنابراین مختصات دقیق محل حسگرها و عمق تومور عامل تأثیرگذار بر روی شدت سیگنال محسوب می‌شود که با افزایش تعداد این حسگرها می‌توان محل تومور را با زینه‌بندی مناسب مشخص نمود.



شکل۵: فشار ثبت‌شده توسط حسگرها برای عمق تومور(I)۵/۵، (II) ۶ و (III)۷ سانتی‌متر

۴- نتیجه‌گیری

در این مقاله نحوه‌ی انتشار یک سیگنال فوتوآکوستیک ناشی از یک تومور کروی در محیط غیر همگن مدل تقریبی سر انسان و اثر عامل‌های تأثیرگذاری همچون ابعاد تومور، ضخامت جمجمه و عمق تومور بررسی و شبیه‌سازی‌شده است. با افزایش اندازه‌ی تومور شدت سیگنال دریافتی توسط حسگرها بیشتر شده است که با استفاده از زینه‌بندی مناسب و افزایش تعداد حسگرها می‌توان ابعاد تومور را با دقت ۰/۱ سانتی‌متر مشخص نمود. با افزایش ضخامت جمجمه، فشار حس شده توسط حسگرها نیز کاهش‌یافته است. با جابه‌جا کردن محل تومور شکل سیگنال‌های دریافتی نیز دچار تغییرات عمده و با افزایش عمق تومور در نمودار فشار دریافتی، انتقال زمانی رخداده است که می‌توان عمق تومور را با مشخص بودن سرعت صوت در بافت مشخص نمود. بنابراین می‌توان نتیجه گرفت می‌توان از روش تصویربرداری فوتوآکوستیک برای تصویربرداری از بافت‌ها و تومورهای سر به‌منظور تعیین اندازه‌ی تومور و مشخص کردن محل آن‌ها استفاده نمود. در آینده نیز الگوریتم مناسب برای استفاده از این داده‌ها به‌منظور بازسازی تصویر طراحی و ارائه می‌گردد.

مراجع

[1].R. L. V. M. J. B. H. L. Kundel, *Handbook of Medical Imaging* (SPIE PRESS BOOK, 2000), Vol. PM79, p. 968.
[2].T. Bowen, "Radiation-Induced Thermoacoustic Soft Tissue Imaging," IEEE (1981).
[3].A. C. Tam, "Applications of photoacoustic sensing techniques," Reviews of Modern Physics 58, 381-431 (1986).
[4].L. V. Wang, "Multiscale photoacoustic microscopy and computed tomography," Nat Photon 3, 503-509 (2009).
[5].E. b. L. V. Wang, *Photoacoustic Imaging and Spectroscopy* (CRC Press, 2009).
[6].L. V. Wang, "Tutorial on Photoacoustic Microscopy and Computed Tomography," IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics 14, 171-179 (2008).
[7].T. Vo-Dinh, *Biomedical Photonics Handbook*, Second Edition: Biomedical Diagnostics (CRC Press, 2014).
[8].G. Ku and L. V. Wang, "Deeply penetrating photoacoustic tomography in biological tissues enhanced with an optical contrast agent," Opt. Lett. 30, 507-509 (2005).
[9].R. O. E. A. A. K. A. A. Oraevsky, "Sensitivity of laser opto-acoustic imaging in detection of small deeply embedded tumors," IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics 5, 981 - 988 (1999).

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

خواص نوری و ساختاری نانوذرات Cu / Cu_2O و CuO ساخته شده به روش کندگی لیزر تپی Ce:Nd:YAG

حسین دیزجقربانی اقدم، هاجر آزادی، مرضیه اسماعیل زاده و رسول ملک فر

گروه فیزیک اتمی و مولکولی، بخش فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه تربیت مدرس، تهران صندوق پستی ۱۷۵-۱۴۱۱۵

چکیده - در این مقاله نانوذرات مس/ اکسید مس(۱) به روش کندگی لیزر تپی Ce:Nd:YAG ساخته شدند و سپس به روش حرارت دهی در حضور اکسیژن نانوذرات سنتز شده تبدیل به نانوذرات اکسید مس(۲) شدند. نوع هدف، محیط کندگی و پارامترهای لیزری می‌توانند درترکیب نانوذرات نهایی سنتز شده موثر باشند. صفحه مس خالص (۹۹/۹۸٪) در محیط آب تثبیت شده و در معرض تابش تپی هماهنگ اصلی لیزر *Ce:Nd:YAG* با طول موج ۱۰۶۴ نانومتر، پهنای تپ ۸ نانوثانیه و نرخ تکرار۱۰ هرتز قرار داده شد. نتایج نشان می دهد تابش لیزری ۱۰۶۴ نانومتر روش مناسب و قابل انعطافی برای تهیه نانوذرات مس/ اکسید مس(۱) در آب می باشد. روش حرارت دهی یک روش ساده برای تبدیل این نوع نانوذرات به اکسید مس(۲) می باشد. نانوذرات ساخته شده با روش های طیف سنجی جذب مرئی/فرابنفش (*UV-Vis*)، پراش پرتو ایکس *(XRD)* و میکروسکوپ الکترونی روبشی *(SEM)*، مشخصه یابی شدند.گاف نوار انرژی نانوذرات نیزتعیین شد. تصاویر *SEM* نشان داد که اندازه میانگین نانوذرات حدود ۴۵ نانومتر می‌باشد. طیف جذبی و الگوهای پراش *XRD* شکل گیری نانوذرات Cu / Cu_2O و نانوذرات *CuO* در نمونه را تائید می‌کند.

کلید واژه- کندگی لیزر تپی، سریوم –نئودیمیوم- یاگ، نانوذرات مس/ اکسید مس (۱)، اکسید مس (۲)

Optical and Structural Properties of Cu/Cu_2O and CuO NPs Synthesized by Ce:Nd:YAG Pulsed Laser Ablation

Hossein Dizajghorbani Aghdam, Hajar Azadi, Marzieh Esmaeilzadeh and Rasoul Malekfar
Atomic and Molecular Physics Group, Department of Physics, Tarbiat Modares University,
Tehran, P.O. Box 14115-175 I.R Iran.

Abstract- In this paper, copper / copper oxide (I) NPs have been fabricated by Ce:Nd:YAG pulsed laser ablation method and then the prepared NPs converted to copper oxide (II) NPs by heating in the presence of oxygen. Target type, ablation medium and laser parameters can have impact on the structure of the final synthesized NPs. A copper sheet (with 99.98% purity) was stabilized in deionized (DI) water and exposed to the fundamental harmonic pulse radiation of Ce:Nd -YAG laser operating at 1064 nm wavelength with the pulse width of 8 ns and a repetition rate of 10 Hz. In this study, the results show that 1064 nm laser radiation is a convenient and flexible method for the preparation of copper / copper oxide (I) NPs in DI water. Heating technique is a simple way to convert these types of NPs to copper oxide (I). The synthesized NPs were characterized by UV-Visible absorption, X-ray diffraction (XRD) and scanning electron microscopy SEM. The energy band gap of the nanoparticle was also determined .SEM analysis reveals that NPs have an average size of 45 nm. UV-Visible absorption spectra and XRD patterns confirm the formation of Cu / Cu_2O NPs and CuO NPs in the sample.

Keywords: Pulsed laser ablation, Ce:Nd:YAG, Copper / Copper Oxide (1) NPs, Copper Oxide (II)

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

در سال های اخیر نانوذرات اکسید فلزی با توجه به خواص منحصربفردی که در زمینه های اپتیکی، مغناطیسی، الکترونیکی، مکانیکی و فوتوکاتالیستی دارند، توجه بسیاری از محققان را به خود جلب کرده است[۱]. در این میان نانوذرات اکسید مس به خاطر اهمیت آنها در فناوری مدرن، دستیابی آسان به آنها، مقیاس‌پذیری، خواص ضدباکتریایی، ضد زنگ، خاصیت ابرآبدوستی، غیر سمی بودن و داشتن مقاومت الکتریکی بالا بسیار مورد توجه می باشد. نانوذرات اکسید مس نیم رسانای نوع-p بوده و گاف نواری آن در محدوده نور مرئی می باشد توجه به گاف نواری در محدوده مرئی می‌تواند کارایی فوتوکاتالیستی بالایی را در حضور نور طبیعی داشته باشد. تا کنون روش های مختلفی برای ساخت نانوذرات اکسید مس استفاده شده است. از میان این روشها ، کندگی لیزری تپی بر روی یک هدف فلزمس در محیط مایع در سالهای اخیر قابل توجه محققان بوده است[۵-۲]. در این روش نانوذرات فلزاتی مانند مس بدون بجا گذاشتن پسماند شیمیایی تولید می شوند و با کنترل مشخصات پرتو لیزر از جمله طول موج، فرکانس، اندازه لکه و شدت لیزر می توان به کنترل مشخصات نانوذرات پرداخت. نتایج تحقیقات نشان می دهد که اکسید مس(۱) و اکسید مس (۲) را می توان از محیط مایعی که دارای اکسیژن هستند به دست آورد. البته مقدار pH مایع و اندازه لکه لیزر می تواند فاز نانوذرات اکسید مس را از CuO به Cu_2O و بالعکس تغییر بدهد[۷-۶]. در این پژوهش برای ساخت نانوذرات Cu/Cu_2O، ورقه مسی خالص در محیط آب دوبار یونیزه شده، تحت تابش لیزر تپی Ce:Nd:YAG قرارگرفت. نانوذرات آماده شده با روش حرارت دهی، به نانوذرات CuO تبدیل شدند و در نهایت ویژگی های نوری و ساختاری نانوذرات ساخته شده مورد بررسی قرار گرفت و با روش های طیف سنجی جذب مرئی/ فرابنفش (UV-Vis)، پراش پرتو ایکس (XRD) و میکروسکوپ الکترونی روبشی (SEM) ، مشخصه یابی شدند.

۲- نحوه تهیه نانوذرات

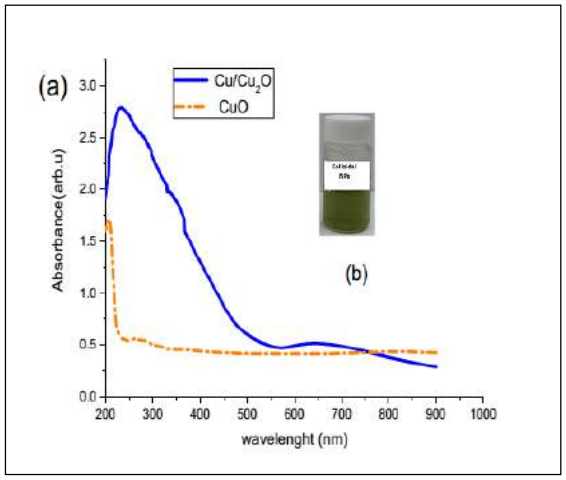
برای ساخت نانوذرات Cu_2O از تپ پایه ۸ نانوثانیه لیزر Ce:Nd:YAG به طول موج ۱۰۶۴ نانومتر و فرکانس تکرار ۱۰ هرتز استفاده شد. برای این منظور ورقه صفحه مس خالص(Sigma Aldrich ۹۹/۹۸٪) در یک ظرف حاوی آب دو بار یونیزه قرار داده شد حجم آب ۸ میلی لیتر و ارتفاع آن روی هدف ۲ میلیمتر تنظیم شد، پرتو لیزر به قطر ۲ میلیمتر و انرژی ۴۸۰ میلی ژول بر تپ توسط یک عدسی همگرا به فاصله کانونی ۱۰ سانتیمتر روی هدف متمرکز شده و به مدت ۳۰ دقیقه تحت تابش لیزری قرار داده شد. تصویر محلول نانوذرات در شکل b-۱ نشان داده شده است. در مرحله بعد محلول نانوذرات ساخته شده را داخل دستگاه سانتریفیوژ قرار داده و نرخ چرخش آن ۱۴۰۰۰دور بر دقیقه و به زمان چرخش ۲۰ دقیقه تنظیم شد. در این مرحله نانوذرات جمع آوری شده و داخل آون خلاء با دمای ۴۰ درجه سانتیگراد به مدت ۶ ساعت خشک گردید. در مرحله بعدی برای ساخت نانوذرات CuO این نانوذرات به مدت ۳۰ دقیقه درون کوره قرار داده شد. دمای کوره ۳۰۰ درجه سانتیگراد و نرخ افزایش و کاهش دمای کوره ۱/۲۵ درجه سانتیگراد بردقیقه تنظیم شد. برای اندازه گیری طیف جذبی ذرات در محدوده NIR -Vis-UV از طیف سنج PG مدل T80 ، پراش اشعه ایکس نمونه ها با دستگاه XRD فیلیپس مدل Xpert، برای اندازه گیری اندازه و ریخت شناسی (مورفولوژی) ذرات از دستگاه SEM شرکت فیلیپس مدلXL30 استفاده شد.

۳- نتایج و بحث

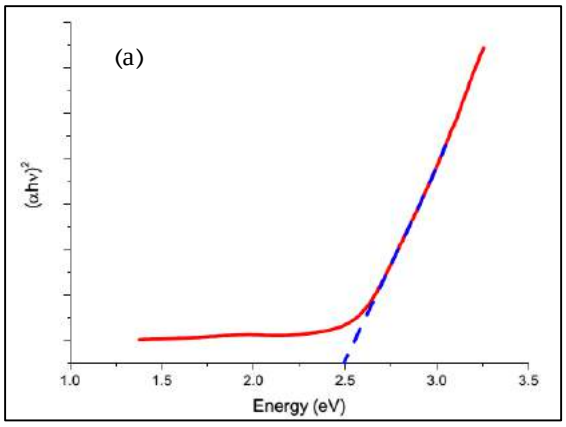
طیف جذبی نانوذرات به محض ساخته شدن گرفته شد و همانگونه که در شکل ۱ طیف جذبی نانوذرات Cu/Cu_2O و CuO نشان داده شده است. در شکل a-۱، قله پلاسمونی نانوذرات مس (۱) در حوالی ۶۴۰ نانومتر به چشم می خورد همچنین قله اکسایتونی مربوط به نانوذرات اکسید مس (۱) در ۲۳۵ نانومتر شکل گرفته است. قله های نرمی که در ۲۷۵ تا ۳۴۵ مشاهده می شود مربوط به انتقال‌های بریلوئنی در اکسید مس (۱) هستند[۸]. برای نانوذرات اکسید مس (۲) پیک پلاسمونی کاملا از بین رفته و پیک اکسایتونی در ۲۷۵ نانومتر مشاهده می‌شود. این موضوع بیانگر تغییرفاز نانوذرات مس/ اکسید مس (۱) به اکسید مس (۲) می باشد و دلیل آن می تواند اکسیداسیون حرارتی نانوذرات در اثر بالا رفتن دما باشد. شکل b-۱ نمونه محلول ساخته شده با

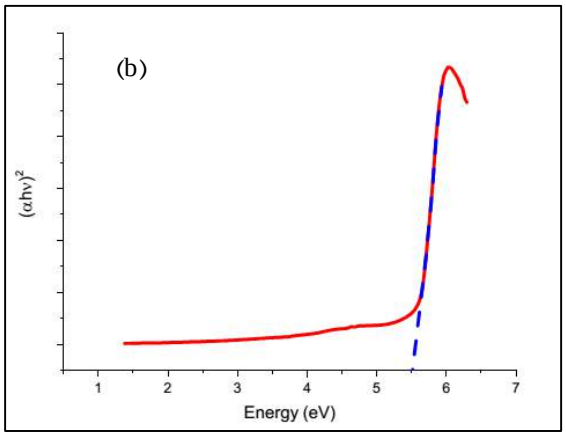
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

لیزر تپی در آب دوبار یونیزه شده می‌باشد که رنگ سبز زیتونی دارد.



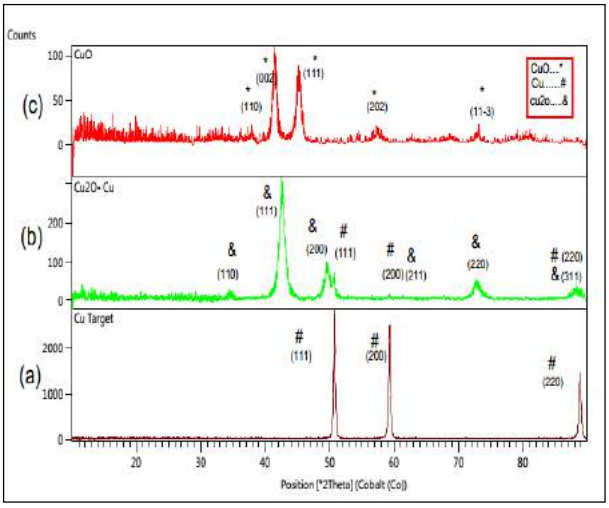
شکل ۱: (a) طیف جذبی نانوذرات Cu/Cu_2O و نانوذرات CuO (b) رنگ زیتونی محلول نانوذرات ساخته شده با کندگی لیزر تپی





شکل ۲: (a) گاف نواری انرژی نانوذرات Cu/Cu_2O و (b) نانوذرات CuO ساخته شده با کندگی لیزر تپی

در شکل ۲ گاف نواری انرژی نانوذرات ساخته شده، رسم شده است که به کمک رابطه تاک [۹] محاسبه شده است. همانگونه که دیده می شود گاف نواری انرژی نانوذرات با حرارت دادن از ۲،۵ eV به ۵،۵ eV افزایش یافته است و دلیل آن می تواند تغییر فاز و افزایش اندازه نانوذرات در اثر چسبندگی در اثر دمای بالا و در نتیجه بزرگ شدن نانوذرات باشد. الگوی پراش اشعه X ورقه مسی بعنوان هدف و نانوذرات ساخته شده (استفاده از PDF کارت‌های، 1548 -48 0836-04 78-2076،) در آب تحت تابش لیزر تپی با انرژی ۴۸۰ میلی ژول بر هرتپ در شکل۳ نشان داده شده استکه این الگو بعد از آماده سازی و خشک کردن سوسپانسیون در آون خلا به مدت ۶ ساعت در دمای ۴۰ درجه سانتیگراد گرفته شد.

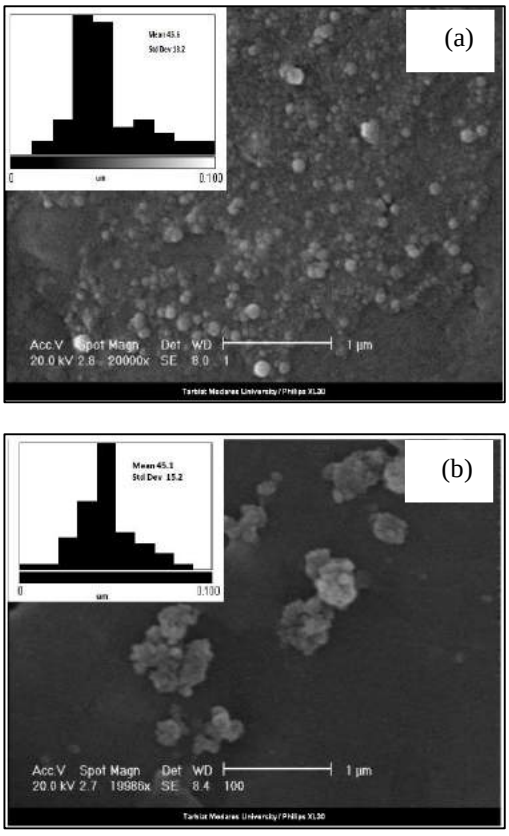


شکل ۳: طیف پراش اشعه X (a) ورقه مس خالص (b) نانوذرات Cu/Cu_2O و (c) نانوذرات CuO ساخته شده، با لیزر تپی

صفحات بلوری و قله های مربوط به Cu/Cu_2O در شکل۳ b- نشان می‌دهند که نانوذرات دارای دو فاز مس و اکسید مس (۱) می باشند. شکل ۳-c نیز، فاز بعد از حرارت دهی در دمای ۳۰۰ درجه سانتیگراد نانوذرات ساخته شده با لیزر تپی در مرحله قبلی(Cu/Cu_2O) را نشان می‌دهد و بیانگر این مسئله هست که این نوع نانوذرات با توجه به پایداری کم نانوذرات مس و اکسید مس (۱) با افزایش دما به نانوذرات پایدارتر اکسید مس (۲) تبدیل می شوند. به این صورت که ابتدا نانوذرات مس به اکسید مس (۱) و در نهایت به نانوذرات مس (۲) تغییر فاز می دهند. همچنین برای تعیین شکل، اندازه و توزیع نانوذرات از میکروسکوپ الکترونی روبشی (SEM) کمک گرفته شد. در شکل ۴ که مربوط به تصاویر SEM است همانگونه که دیده می شود شکل نانوذرات کروی بوده و میانگین اندازه نانوذرات

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

Cu/Cu_2O حدود ۴۵ نانومتر می باشد و میانگین اندازه نانوذرات CuO نیز حدود ۵۵ نانومتر بوده که در شکل به صورت توده هایی بزرگتر از ۵۵ نانومتر دیده می شوند.



شکل۴ : تصاویر SEM و توزیع نانوذرات مربوط به (a) Cu/Cu_2O و (b) نانوذراتCuO

۴- نتیجه‌گیری

در این پژوهش با استفاده از لیزر تپی ۱۰۶۴ نانومتر لیزر Ce:Nd:YAG و به روش کندگی لیزری مبادرت به ساخت نانو کامپوزیت Cu/Cu_2O در آب دی یونیزه شد. سپس با استفاده از این نانوذرات و افزایش دمای آن در معرض اکسیژن و در نتیجه‌ی تسریع اکسیداسیون نانوذرات کم پایدار مس و اکسید مس (۱)، نانوذرات پایدار CuO شکل گرفتند. خواص ساختاری، اپتیکی و همچنین اندازه نانوذرات با دو دستگاه متفاوت مورد بررسی و مقایسه قرار گرفت. نتایج نشان داد، از لیزر تپی ۱۰۶۴ نانومتر می‌توان برای ساخت نانو ذرات مس/ اکسید مس(۱) استفاده کرد. استفاده از آب دی یونیزه به عنوان محیط کندگی که منجر به اکسایش نانوذرات می شود، می‌تواند محیط مناسبی را برای ساخت نانوذرات اکسیدی مس فراهم آورد. با تغییر پارامترهای لیزری و همچنین پارامترهای محیطی می توان اندازه و ساختار نانوذرات را کنترل کرد.

-۱

مراجع

[1] S.C. Singh, R.K. Swarnkar and R. Gopal, J. Nanosci. Nanotech. 1 (2009) 9

[2] Peishen g Liu, Hao Wang, Xiaoming Li, Muchen Rui and Haibo Zeng, RSC Adv., 2015, 5, 79738

[3] R K SWARNKAR, S C SINGH and R GOPAL, MS received 23 June 2009

[4] Sinan A. Abdulateef, , M. Z. MatJafri, A. F. Omar, Naser M. Ahmed, Shrook A. Azzez, Issam M. Ibrahim, and Batool E. B. Al-Jumaili, AIP Conference Proceedings 1733, 020035 (2016);

[5] Hui He, Jing Dong, Kai Li, Min Zhou,a Weiwei Xia,a Xiaoshuang Shen,, Jiurong Han,a Xianghua Zeng, and Weiping Cai, RSC Adv, 2015, 5, 19479

[6] M.A. Gondal, , Talal F. Qahtan, M.A. Dastageer, Tawfik A. Saleh,Yasin W. Magand, ,D.H. Anjum , Applied Surface Science 286 (2013) 149–155

[7] A. Nath and A. Khare, J. Appl. Phys. 110, 043111 (2011);

[8] A. Nath, A. Khare, Size induced structural modifications in copper oxide nanoparticles synthesized via laser ablation in liquids, J. Appl. Phys. 110 (2011) 043111 media" RSC Advances, 2015, 5, 79738

[9] J. Tauc, R. Grigorovici, A. Vancu, Optical properties and electronic structure of amorphous germanium, Phys. Status Solidi 15 (1966) 627–633.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

بررسی حدهای بالا و پایین مقیاس درهم‌تنیدگی رنی

محبوبه مصلحی، حمیدرضا باغشاهی و سید یحیی میر افضلی
گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه ولی‌عصر(عج) رفسنجان، رفسنجان

چکیده - یکی از مقیاس‌های درهم‌تنیدگی، مقیاس تلاقی است، از آنجاکه محاسبه‌ی آن برای یک حالت آمیخته‌ی دلخواه مشکل است، یکسری حدهای بالا و پایین که به‌راحتی قابل محاسبه باشند، برای آن معرفی شده است. در این مقاله با استفاده از این حدها و همچنین با استفاده از ارتباط بین این مقیاس و مقیاس درهم‌تنیدگی دیگری، به نام مقیاس درهم‌تنیدگی رنی، حدهای بالا و پایینی برای درهم‌تنیدگی رنی معرفی می‌شود. سپس با درنظرگرفتن یک سامانه‌ی 2×3 بعدی، حدهای بالا و پایین این دو مقیاس و کارآیی این حدود مورد بررسی قرار می‌گیرد.

کلید واژه- درهم‌تنیدگی، مقیاس درهم‌تنیدگی تلاقی، مقیاس درهم‌تنیدگی رنی، حدهای بالا و پایین درهم‌تنیدگی

Investigation of Upper and Lower Bounds of Renyi entanglement Measure

Mahboobeh Moslehi, Hamid Reza Baghshahi and Sayyed Yahya Mirafzali

Department of Physics, Faculty of Science, Vali-e-Asr University of Rafsanjan, Rafsanjan

Abstract– One of the entanglement measure is the concurrence entanglement measure since it is difficult to calculate for an arbitrary mixed state, a series of upper and lower bounds that are easily computable are introduced for it. In this paper using these bounds and also the relation between this measure and the other entanglement measure, called the Renyi entanglement measure, the upper and lower bounds for Renyi entanglement measure are introduced. Then considering a 2×3 system, the upper and lower bounds of these two measures and the efficiency of these bounds are investigated.

Keywords: Entanglement, Concurrence entanglement measure, Renyi entanglement measure, Upper and lower bounds of entanglement

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

درهم‌تنیدگی کوانتومی یکی از غیرکلاسیکی‌ترین پدیده‌های فیزیک کوانتومی است. حالت آمیخته را درهم‌تنیده گویند اگر نتوان آن را بصورت جمع محدبی از حالت‌های ضربی نوشت، در غیر اینصورت حالت را جداپذیر گویند. از آنجا که با این تعریف به سختی می‌توان جداپذیری یک حالت را بررسی کرد، یافتن معیاری برای تشخیص جداپذیری حالت‌های کوانتومی از اهمیت ویژه‌ای برخوردار است. برای بعضی اهداف لازم است که مقدار درهم‌تنیدگی یک حالت را بدانیم و از آنجا که معیارهای جداپذیری تنها درهم‌تنیده بودن یا نبودن یک حالت کوانتومی را تعیین می‌کنند، یافتن مقیاسی برای تعیین میزان درهم‌تنیدگی یک سامانه‌ی مرکب بسیار مهم است. مقیاس درهم‌تنیدگی رنی یکی از این مقیاس‌هاست که بر اساس آنتروپی رنی تعریف می‌شود. برای یک حالت خالص دو جزئی، ارتباط بین درهم‌تنیدگی و آنتروپی رنی بصورت زیر است [۱]:

$$E_\alpha(|\psi_{AB}\rangle) = S_\alpha(\rho_B), \qquad (۱)$$

$$S_\alpha(\rho_B) = \frac{1}{1-\alpha}\log_2(tr\rho_B^\alpha), \qquad (۲)$$

که در آن $\alpha \neq 1$ و $\alpha > 0$، و ρ_B ماتریس چگالی کاهش‌یافته‌ی زیر سامانه‌ی B است. وقتی که α به سمت یک میل می‌کند، آنتروپی رنی به آنتروپی فون نویمن همگرا می‌شود.

برای یک حالت آمیخته‌ی دو جزئی، رابطه‌ی (۱) بصورت زیر بسط داده می‌شود:

$$E_\alpha(\rho_{AB}) = \min\sum_i p_i E_\alpha(|\psi_i\rangle_{AB}) \qquad (3)$$

که در آن کمینه روی تمامی بسط‌های ممکن ρ_{AB} بر حسب حالت‌های خالص بصورت $\rho_{AB} = \sum_i p_i |\psi_i\rangle_{AB}\langle\psi_i|$ گرفته می‌شود. برای حالت‌های آمیخته‌ی دلخواه کمینه‌سازی رابطه‌ی (۳) کار چندان ساده‌ای نیست.

یکی از مقیاس‌های پرکاربرد درهم‌تنیدگی، مقیاس تلاقی است که برای یک حالت خالص دو جزئی بصورت زیر تعریف می‌شود:

$$C(|\psi_{AB}\rangle) = \sqrt{2(1-tr\rho_B^2)} \qquad (4)$$

که ρ_B ماتریس چگالی کاهش‌یافته‌ی زیر سامانه‌ی B است. برای یک حالت آمیخته‌ی دو جزئی نیز به مانند مقیاس درهم‌تنیدگی رنی، تعریف مقیاس تلاقی بصورت زیر بسط داده می‌شود:

$$C(\rho_{AB}) = \min\sum_i p_i C(|\psi_{AB}\rangle) \qquad (5)$$

که در آن کمینه به مانند رابطه‌ی (۳) تعریف می‌شود. کمینه‌ی مورد نظر در رابطه‌ی (۳) در محدوده‌ی $\alpha \in [0.82,1.3]$، برای حالت‌های آمیخته‌ی $2\times d$ بعدی به رابطه‌ی زیر بین مجذور مقیاس تلاقی و درهم‌تنیدگی رنی منجر می‌شود [2,3]:

(6)

$$E_\alpha(\rho_{AB}) = F_\alpha(c^2(\rho_{AB})),$$
$$F_\alpha(x) = \frac{1}{1-\alpha}\log_2[(\frac{1-\sqrt{1-x}}{2})^\alpha + (\frac{1+\sqrt{1-x}}{2})^\alpha]$$

برای حالت حالت‌های آمیخته 2×2 بعدی محاسبه‌ی مقیاس تلاقی $(c^2(\rho_{AB}))$ به صورت تحلیلی کار ساده‌ای است، ولی برای حالت‌های با ابعاد بالاتر محاسبه آن به طور تحلیلی امکان‌پذیر نیست. از این رو، برای در دست داشتن تقریبی از میزان درهم‌تنیدگی برای حالت‌های با ابعاد بالاتر، حدهای بالا و پایین گوناگونی برای مقیاس تلاقی در مراجع [۵,4] به صورت زیر معرفی شده است:

$$2\left(tr\rho_{AB}^2 - tr\rho_B{}^2\right) \le c^2(\rho_{AB}) \le 2\left(1-tr\rho_B{}^2\right) \qquad (7)$$

که می‌توان آنها را بصورت چشمداشتی مشاهده‌پذیرهای فیزیکی به صورت زیر نمایش داد:

$$2\left(tr\rho_{AB}^2 - tr\rho_B{}^2\right) = tr\left(\rho_{AB}\otimes\rho_{AB}v\right),$$
$$2\left(1-tr\rho_B{}^2\right) = tr\left(\rho_{AB}\otimes\rho_{AB}k\right),$$
$$v = 4p_-{}^{(1)}\otimes\left(p_-{}^{(2)} - p_+{}^{(2)}\right),$$
$$k = 4\left(I^{(1)}\otimes p_-{}^{(2)}\right), \qquad (8)$$

و از اینرو دارای این مزیت هستند که می‌توان آنها را بطور مستقیم اندازه‌گیری کرد.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

در این مقاله یک حد بالا و پایین برای درهم‌تنیدگی رنی، با استفاده از ارتباط آن با مقیاس تلاقی (رابطه (6))، برای حالت‌های آمیخته $2\times d$ معرفی می‌کنیم. سپس با محاسبه حدهای بالا و پایین مقیاس تلاقی و درهم‌تنیدگی رنی برای یک سامانه 2×3 بعدی، میزان کارآیی حدهای بالا و پایین معرفی‌شده را مورد بررسی قرار می‌دهیم.

۲- معرفی حدهای بالا و پایین مقیاس درهم‌تنیدگی رنی

با توجه به خاصیت یکنوا صعودی بودن $F_\alpha(x)$ در بازه ذکر شده برای α (رابطه (6))، می‌توان از رابطه (7) به نامساوی زیر دست یافت [۳]:

$$F_\alpha\left(2(tr\rho_{AB}^2-tr\rho_B{}^2)\right)\le F_\alpha\left(c^2(\rho_{AB})\right)\le F_\alpha\left(2(1-tr\rho_B{}^2)\right) \quad (9)$$

اکنون چون تساوی $F_\alpha\left(c^2(\rho_{AB})\right)=E_\alpha(\rho_{AB})$ برقرار است لذا $F_\alpha\left(2(tr\rho_{AB}^2-tr\rho_B{}^2)\right)$ و $F_\alpha\left(2(1-tr\rho_B{}^2)\right)$ به ترتیب حدهای بالا و پایین درهم‌تنیدگی رنی خواهند بود. حال با درنظرگرفتن یک سامانه‌ی 2×3 به بررسی این نکته می‌پردازیم که آیا اختلاف حدهای بالا و پایین مقیاس درهم‌تنیدگی رنی از اختلاف حدهای بالا و پایین متناظرشان برای مقیاس تلاقی کمتر است یا بیشتر؟

۳- مثال

در این مثال یک سامانه دو جزئی، شامل یک زیر سامانه‌ی دو ترازی (A) با ترازهای $|1\rangle$ و $|0\rangle$ و یک زیر سامانه‌ی سه ترازی (B) با ترازهای $|0\rangle$، $|1\rangle$ و $|2\rangle$ با حالت اولیه‌ای به صورت زیر در نظر می‌گیریم:

$$|\psi_{AB}(0)\rangle=\frac{1}{\sqrt{2}}|00\rangle+\frac{1}{2}(|11\rangle+|12\rangle) \quad (10)$$

تحول زمانی این سامانه با معادله اصلی مارکوفی به صورت $\dot\rho=L\rho$ داده می‌شود که در آن عملگر لیندبلاند L شامل دو جمله متناظر با برهم‌کنش‌های موضعی برای دو اتم به طور جداگانه و به صورت زیر است:

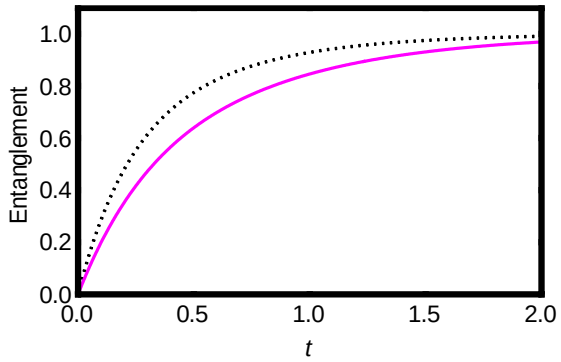
$$L_i=\frac{\Gamma}{2}\left(2\sigma_i\rho\sigma_i{}^\dagger-\rho\sigma_i{}^\dagger\sigma_i-\sigma_i{}^\dagger\sigma_i\rho\right),\ i=A,B \quad (11)$$

با انتخاب σ_A و σ_B به صورت زیر، تحول زمانی بالا نشان‌دهنده‌ی واهمدوسی دو اتم به صورت جداگانه است:

$$\sigma_A=\begin{pmatrix}1&0\\0&0\end{pmatrix},\sigma_B=\begin{pmatrix}2&0&0\\0&1&0\\0&0&0\end{pmatrix} \quad (12)$$

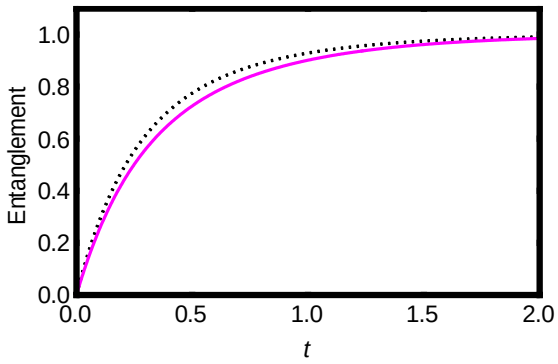
اکنون با استفاده از رابطه‌های (7) و (9) حدهای بالا و پایین مقیاس تلاقی و درهم‌تنیدگی رنی را برای $\rho_{AB}(t)$ به صورت تابعی از زمان محاسبه و به ازای αهای مختلف نمودارهای آن‌ها را در شکل‌های زیر رسم می‌نماییم.

در شکل‌های (۱) و (۲) اختلاف بین حدهای بالا و پایین مقیاس تلاقی و درهم‌تنیدگی رنی به صورت تابعی از زمان، به ترتیب برای $\alpha=0.82$ و $\alpha=1.2$ بر حسب زمان مشخصه‌ی Γt رسم شده است. در این شکل‌ها با توجه به اینکه مقیاس تلاقی برای سامانه مورد بررسی، هیچ‌گاه بزرگتر از یک و کوچکتر از صفر نیست، بنابراین در زمان‌هایی که حدهای بالا و پایین آن بزرگتر از یک و کوچکتر از صفر شده‌اند، مقدار آن‌ها را به ترتیب برابر با یک و صفر قرار داده‌ایم.



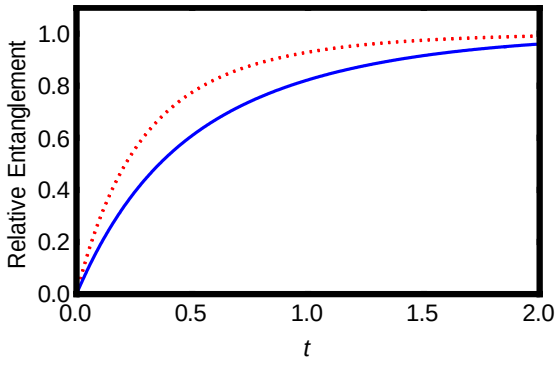
شکل 1: اختلاف حدهای بالا و پایین مقیاس تلاقی (نمودار خط چین) و درهم‌تنیدگی رنی (نمودار توپر) به ازای $\alpha=0.82$.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

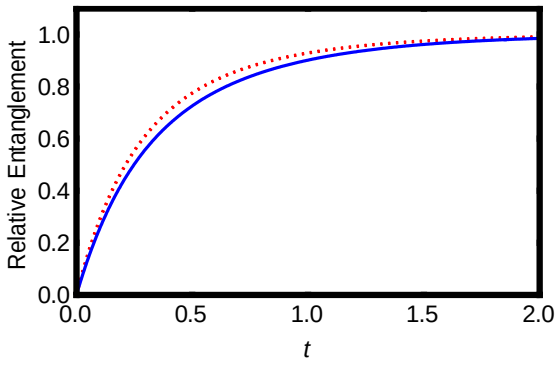


شکل ۲: اختلاف حدهای بالا و پایین مقیاس تلاقی (نمودار خط‌چین) و درهم‌تنیدگی رنی (نمودار توپر) به ازای $\alpha=1.2$.

باتوجه به شکل‌های (۱) و (۲) به ازای $\alpha=0.82$ و $\alpha=1.2$ اختلاف حدهای بالا و پایین مقیاس درهم‌تنیدگی رنی همواره کوچکتر از اختلاف بین حدهای بالا و پایین مقیاس تلاقی است. بنابراین حد بالا و پایین مقیاس درهم-تنیدگی رنی نسبت به حد بالا و پایین مقیاس تلاقی، به مقدار واقعی مقیاس‌شان نزدیک‌ترند.



شکل ۳: اختلاف نسبی حدهای بالا و پایین مقیاس تلاقی (نمودار خط-چین) و درهم‌تنیدگی رنی (نمودار توپر) به ازای $\alpha=0.82$.



شکل ۴: اختلاف نسبی حدهای بالا و پایین مقیاس تلاقی (نمودار خط-چین) و درهم‌تنیدگی رنی (نمودار توپر) به ازای $\alpha=1.2$.

در شکل‌های (۳) و (۴) اختلاف نسبی بین حدهای بالا و پایین (تفاضل حد بالا و پایین تقسیم بر حد بالا) مقیاس-های تلاقی و درهم‌تنیدگی رنی به صورت تابعی از زمان، به ترتیب برای $\alpha=0.82$ و $\alpha=1.2$ بر حسب زمان مشخصه‌ی Γ_t رسم شده است. با استفاده از این نمودارها می‌توان تشخیص داد که کارآیی حدهای بالا و پایین برای کدام مقیاس درهم‌تنیدگی مورد بررسی بهتر است. چنانچه که به شکل‌های (۳) و (۴) توجه کنیم خواهیم دید که اختلاف نسبی رسم شده برای مقیاس درهم‌تنیدگی رنی کوچکتر از اختلاف نسبی رسم شده برای مقیاس تلاقی است، در نتیجه کارآیی این حدود برای مقیاس درهم-تنیدگی رنی بهتر است. همچنین بررسی‌ها نشان داد که نمودار اختلاف نسبی برای αهای کوچکتر نسبت به α های بزرگتر پایین‌تر قرار می‌گیرد و این یعنی اینکه کارآیی حدهای بالا و پایین مقیاس درهم‌تنیدگی رنی برای αهای کوچکتر بهتر است.

۴- نتیجه‌گیری

در این مقاله یک حد بالا و پایین برای درهم‌تنیدگی رنی (بر اساس حد بالا و پایین مقیاس تلاقی و ارتباط آن با درهم‌تنیدگی رنی) معرفی شد. سپس در یک مثال نوعی، کارآیی این حدها در تعیین مقدار دقیق درهم‌تنیدگی رنی مورد بررسی قرار گرفت. نتایج نشان می‌دهد که در مثال ذکر شده برای بازه‌ی $0.82\le\alpha\le1.3$ کارآیی این حدها در مقایسه با حد بالا و پایین تلاقی بهتر است.

۵-مراجع

[1] R. Horodecki, P. Horodecki and M. Horodecki, ;*Phys, Lett. A* 210(1996)377 .

[2] J. S. Kim and B. C. Sanders, Phys. A:Math. Theor 43(2010)445305 .

[3] W. Song, Y. K. Bai, M. Yang, M. Yang, and Z. L. Cao 93(2016)022306 .

[4] F. Mintert and A. Buchleinter, *Phys. Rev. Lett* 98(2007)140505

[5] C. J. Zhang, Y. X. Gong, Y. S. Zhang and G. S. Guo, *Phys. Rev. A*78(2008)042308 .

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

اندازه‌گیری ناهمسانگردی تابش فلورسانس متیلن‌بلو

زینب ملازهی[۱]، محمد شجاعی[۲]

[۱] دانشگاه تحصیلات تکمیلی صنعتی و فناوری پیشرفته، ماهان، کرمان

[۲] دانشکده فیزیک، دانشگاه شهید باهنر کرمان، کرمان

چکیده – ناهمسانگردی فلورسانس بیانگر قطبش گسیل فلورسانس در فضاست. این کمیت حاوی اطلاعات مفیدی در رابطه با ساختار و دینامیک مولکول و برهمکنش آن با مولکول‌های محیط جانبی است. در کار تجربی حاضر مقدار این کمیت برای ترکیب شیمیایی متیلن‌بلو اندازه‌گیری شده است. دو مورد از کاربردهای مهم این دارو یعنی استفاده از آن به عنوان حساسگر نوری در درمان‌های فوتودینامیکی و دیگری رنگ‌آمیزی تشخیصی سلول و بافت به برهمکنش آن با نور مرتبط است که باعث می‌شود ویژگی‌های نوری متیلن‌بلو اهمیت نظری و عملی پیدا کند. با طراحی و ساخت یک چیدمان اپتیکی، مقدار ناهمسانگردی متیلن‌بلو در دو حلال مختلف با چسبندگی متفاوت بدست آمد. علاوه بر این وابستگی ناهمسانگردی متیلن بلو به طول‌موج تحریک نیز اندازه‌گیری شد.

کلید واژه- حساسگر نوری، قطبش نور، متیلن‌بلو، ناهمسانگردی فلورسانس

Fluorescence anisotropy of Methylene blue

Zeinab Mollazehi 1 and Mohammad Shojaei 2

[1] Graduate university of advanced technology, Mahan, Kerman

[2] Shahid Bahonar university of Kerman, Kerman

Abstract- Fluorescence anisotropy is a measure of the polarization of fluorescence radiation of the molecule. This quantity provides valuable information on the structure and dynamics of the molecule and the effect of its surrounding environment. In this work, fluorescence anisotropy of methylene blue has been measured. Methylene blue is considered as a drug, as a photosensitizer and as a dye for staining cells and tissues. Two latter applications involve the interaction with light, so optical properties of the methylene blue including its emission anisotropy find theoretical and experimental significance. An optical setup was designed and implemented. The anisotropy of methylene blue in two different solvents with different viscosities was measured. The excitation wavelength dependency was investigated, too.

Keywords: Fluorescence anisotropy, Light polarization, Methylene blue, Photosensitizer

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

ناهمسانگردی فلورسانس بیانگر جهت‌مندیِ میدان الکتریکی تابش فلورسانس است که بصورت قطبش آن ظاهر می‌شود. این ویژگی ممکن است از قطبش نور تحریک به ارث رسیده باشد و یا از ویژگی‌های جهتی مولکول گسیلندهٔ تابش ناشی شود. بررسی این کمیت اطلاعات مفیدی در رابطه با ساختار و دینامیک مولکول به‌دست خواهد داد. قطبش تابش فلورسانس معمولاً بصورت اختلاف نسبی مؤلفه‌های عمود و موازی میدان الکتریکی بیان می‌شود که میزان قطبش را درصفحهٔ عمود بر جهت انتشار بیان می‌کند. اما کمیت ناهمسانگردی، قطبش آن را در کل فضا نشان می‌دهد و بصورت

$$r = \frac{I_{II} - I_{\perp}}{I_{II} + 2I_{\perp}} \qquad (۱)$$

تعریف می‌شود. در این رابطه I_{II} شدت نور خروجی در حالتی است که قطبشگر و تحلیلگر هر دو در حالت عمودی باشند و $I_{\perp}$ شدت نور خروجی مربوط به حالت قطبشگر عمودی و تحلیلگر افقی است [1]. ناهمسانگردی فلورسانسی درعدم حضور عوامل واقطبشی، ناهمسانگردی فلورسانسی پایه (r_0) نام دارد که ناشی از گزینش نوری و زاویهٔ ذاتی بین ممان دوقطبی‌های جذب و گسیل است [2]. بازتاب، پراکندگی، پخش چرخشی و انتقالات انرژی غیرتابشی از جمله عوامل مؤثر بر ناهمسانگردی هستند. زمانی که آهنگ چرخش مولکول، آهسته‌تر از آهنگ گسیل فلورسانس باشد پخش چرخشی باعث واقطبش ناچیزی می‌شود. برای کم‌کردن اثر پخش چرخشی در اندازه‌گیری ناهمسانگردی از منجمد کردن محلول یا افزایش چسبندگی حلال استفاده می‌شود [1 و 2].

از سویی در مواد نوردستگونه، جفت ایزومرهای دستگونه با وجود خواص فیزیکی و شیمیایی مشابه تنها در برهمکنش با نور قطبیده خواص متفاوتی را نشان می‌دهند [3]. بنا بر این مطالعهٔ ناهمسانگردی فلورسانس این مواد می‌تواند کاربردهای نظری و عملی بسیاری داشته باشد. بعلاوه بررسی ناهمسانگردی فلورسانسی می‌تواند در تعیین اندازه و شکل پروتئین‌ها یا اندازه‌گیری حجم ظاهری، صلبیت محیط‌های مولکولی مختلف، ارتباط بین پروتئینی، تعیین چسبندگی غشاها و سنجش ایمنی بسیاری از مواد مفید واقع شود [2 و 4].

متیلن بلو یا متیل تیوتینیوم کلراید ترکیبی شیمیایی است که عمدتاً به عنوان دارو در درمان بیماری‌هایی چون مت‌هموگلوبینمی و به عنوان پادزهر مسمومیت‌های سیانیدی استفاده می‌شود[6,5]. این ترکیب در درمان‌های فوتودینامیکی یکی از حساسگرهای نوری متداول است [8,7]. علاوه بر این در رنگ‌آمیزی تشخیصی سلول و بافت نیز مورد استفاده قرار می‌گیرد[8]. نحوهٔ رفتار نوری متیلن بلو بخصوص در دو حوزهٔ اخیر مهم است. به همین دلیل بررسی ویژگی‌های جذب و گسیل این ماده مورد توجه است. اثر دما، حلال، مواد فعال سطحی و پیوند با ماکرومولکول‌ها بر طیف جذب وگسیل و نیز تأثیر آنها بر ناهمسانگردی فلورسانس از آن جمله است [9].

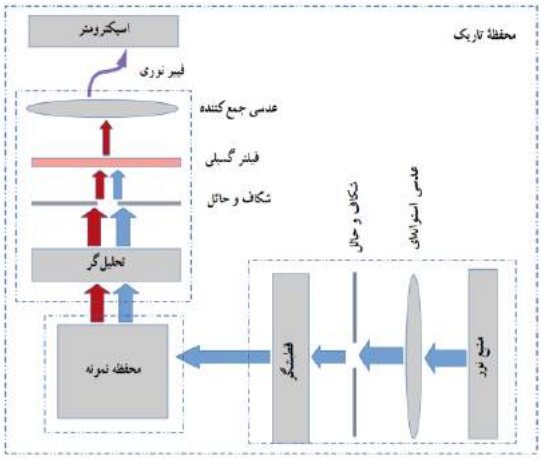
بر این اساس چیدمانی اپتیکی به منظور اندازه‌گیری ناهمسانگردی فلورسانس متیلن بلو طراحی و پیاده‌سازی شد. در این چیدمان سعی شد از ساختاری ساده و قابل دسترس استفاده شود.

۲- چیدمان

طرحوارهٔ چیدمان اندازه‌گیری ناهمسانگردی فلورسانس در شکل ۱ نشان داده شده است. از لیزرهای دیودی و دیودهای گسیلندهٔ نور (LED) به عنوان منبع استفاده شد که با توجه به تکفامی نسبی و مزیت‌هایLED از ترکیب دیودهای گسیلندهٔ نور (رنگ‌های بنفش، آبی، سبز، کهربایی و قرمز) در طرح نهایی استفاده شد که تقریباً کل طیف مرئی را پوشش می‌دهند و امکان بررسی وابستگی طول‌موجی را فراهم می‌کرد. بدلیل پهنای باند طیفی کوچک LEDها نیازی به تکفام‌کننده نبود. عدسی استوانه‌ای و شکاف و حائل‌ها، توزیع نور مناسب را برای تابش تحریک بر کووت محتوی محلول تولید می‌کرد.

حالت قطبش نور تحریک توسط قطبشگر دورنگی تعیین می‌شد. این قطبشگر درست قبل از ورود به محفظه قرار داده شده بود تا اثر واقطبش نور توسط قطعات دیگر حذف شود. بدلیل تغییر قطبش نور در عبور از دیواره‌های کووت‌های پلاستیکی، از نمونه‌های شیشه‌ای و کوارتز بی‌شکل استفاده شد که اندازه‌گیری‌ها نشان می‌داد در

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد



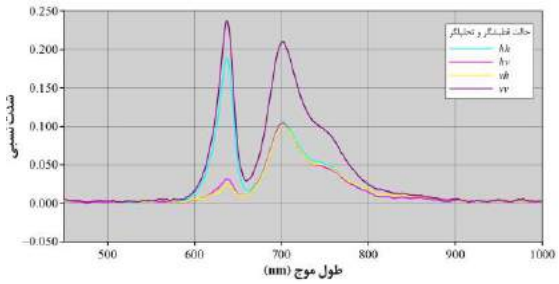
شکل ۱: طرحوارهٔ چیدمان اندازه‌گیری ناهمسانگردی فلورسانس

حالت قطبش تغییری ایجاد نمی‌کنند. تابش فلورسانس در بازوی عمود بر جهت تابش (چیدمان موسوم به چارچوب L) اندازه‌گیری شد. نور تابشی بلافاصله پس از خروج از محفظه از تحلیل‌گر در حالت قطبش معین عبور و سپس از فیلتر نوری که طیف تحریک را حذف می‌کرد رد می‌شد. یک جمع‌کننده نور را بر روی آشکار ساز که فوتودیود و یا ورودی فیبر نوری برای اتصال به طیف‌نگار بود، متمرکز می‌کرد. بدلیل تکفامی منابع و فاصلهٔ مناسب بین طیف تحریک و تابش متیلن بلو، غالباً طیف گسیل براحتی ازطیف تحریک قابل تفکیک بود.

از نظر اپتومکانیکی، برای حذف نورهای سرگردان و بخصوص بازتابی که می‌توانست اندازه‌گیری‌های قطبش را مختل کند هر عنصر در داخل جعبه‌های کوچک سیاه‌رنگی قرار گرفت. شکاف‌ها و حایل‌های روی این محفظه‌ها ورود نورهای سرگردان و بازتابی را محدود می‌کرد. محفظه‌ای برای نگه‌داری نمونه طراحی و ساخته شد. نگه‌دارنده‌های قطبشگر و تحلیلگر قابلیت تنظیم زاویه را نسبت به خط عمود بر محور چیدمان فراهم می‌کردند. با توجه به لزوم تعویض منابع، فیلترها، قطبشگرها و محفظهٔ نمونه قالب‌هایی تعبیه شد که ایجاد پایداری مکانیکی عناصر و قابلیت تکرار وضعیت فضایی آن‌ها را فراهم می‌کرد. کل سیستم در یک محفظهٔ ثانویه قرار داده شد تا اثرات نور محیط حذف گردد. برای کاهش خطا، سیستم بصورت فشرده با حداقل فاصله بین اجزا ساخته شد بنحوی که ابعاد هر یک از بازوها از چند سانتی‌متر تجاوز نمی‌کرد.

۳- نتایج

محلول متیلن‌بلو در دو حلال اتانول و گلیسیرین در طول‌موج‌های مختلف مورد بررسی قرار گرفت. از آنجایی که ناهمسانگردی تنها به نسبت شدت‌ها ربط دارد و مستقل از شدت کلی نور و متعاقباً غلظت است، غلظتی انتخاب شد که در آن بهینهٔ تابش فلورسانس بدست آید. در شکل ۲ طیف تحریک و فلورسانس متیلن‌بلو در گلیسیرین نشان داده شده است. این طیف دو باند گسیلی اصلی در 700nm و 740nm را نشان می‌دهد.



شکل ۲: طیف تحریک و گسیل متیلن‌بلو در گلیسیرین (طول‌موج تحریک ۶۳۰nm) بازای زوایای افقی و عمودی قطبشگر و تحلیلگر

برای اندازه‌گیری ناهمسانگردی، شدت باند گسیلی در چهار حالت قطبشی در نظر گرفته شد: I_{HH} شدت بازای قطبشگر و تحلیل‌گر افقی، I_{HV} شدت بازای قطبشگر افقی و تحلیل‌گر عمودی، I_{VH} شدت بازای قطبشگر عمودی و تحلیل‌گر افقی و I_{VV} شدت بازای تحلیل‌گر و قطبشگر عمودی (شکل ۲). مقدار ناهمسانگردی از رابطهٔ

$$r = \frac{I_{VV} - GI_{VH}}{I_{VV} + 2GI_{VH}} \qquad (۲)$$

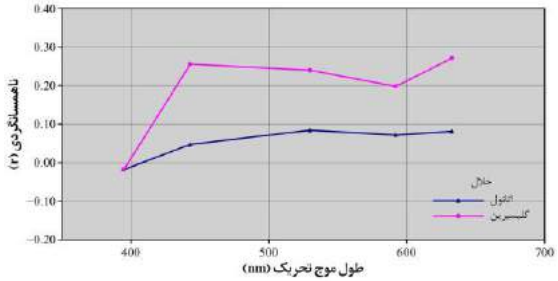
بدست می‌آید که در آن $G = \frac{I_{HV}}{I_{HH}}$ میزان عدم یکنواختی حساسیت آشکارساز به قطبش را نشان می‌دهد. مقادیر فوق بازای طول‌موج‌های مختلف تحریک در دو حلال اندازه‌گیری شده و مقدار ناهمسانگردی محاسبه گردید. نتایج در جدول ۱ درج شده است. مقادیر ناهمسانگردی در حلال گلیسیرین بدلیل چسبندگی بالا و کاهش پخش چرخشی به مقدار ناهمسانگردی پایه (r_0) نزدیکتر هستند.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

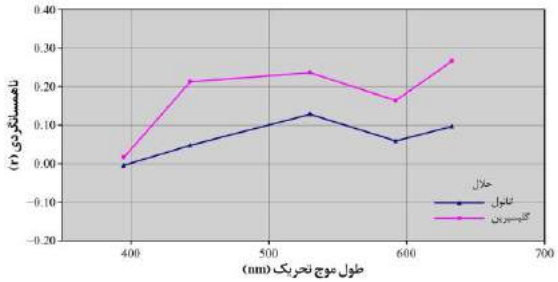
جدول۱: مقادیر اندازه‌گیری شدهٔ ناهمسانگردی فلورسانس متیلن‌بلو

طول موج (nm)	در حلال اتانول		در حلال گلیسیرین	
	باند ۱	باند ۲	باند ۱	باند ۲
۳۹۵	-۰,۰۱۸	-۰,۰۰۵	-۰,۰۱۸	۰,۰۱۶
۴۵۰	۰,۰۴۷	۰,۰۴۷	۰,۲۵۶	۰,۲۱۳
۵۳۰	۰,۰۸۴	۰,۱۲۸	۰,۲۴۰	۰,۲۳۶
۵۹۲	۰,۰۷۲	۰,۰۵۸	۰,۱۹۷	۰,۱۶۴
۶۳۳	۰,۰۸۱	۰,۰۹۷	۰,۲۱۵	۰,۲۶۷

نحوهٔ تغییر مقدار ناهمسانگردی با طول موج تحریک بازای دو باند مختلف تابش فلورسانس بترتیب در شکل‌های ۳ و ۴ دیده می شود.



شکل ۳: ناهمسانگردی متیلن‌بلو بر حسب طول‌موج تحریک در باند فلورسانس ۷۰۰nm



شکل ۴: ناهمسانگردی متیلن‌بلو بر حسب طول‌موج تحریک در باند فلورسانس ۷۴۰nm

۴- نتیجه‌گیری

ناهمسانگردی فلورسانسی متیلن‌بلو در دو حلال با چسبندگی متفاوت برای دو باند گسیلی ۷۰۰ و ۷۴۰ نانومتر اندازه‌گیری شد. وابستگی مقدار ناهمسانگردی به طول‌موج تحریک بدست آمد.

ممان دوقطبی گذار جذب با تغییر طول‌موج تحریک تغییر می‌کند. بنابراین زاویهٔ بین ممان دوقطبی‌های جذب و گسیل تغییر می‌کند. اگر طول‌موج‌های تحریک و گسیل به هم نزدیکتر باشند، ممان دوقطبی‌های گذار جذب و گسیل هم‌جهت‌تر خواهند بود و در نتیجه مقدار r_0 بزرگتر می‌شود. با افزایش فاصلهٔ طول‌موج تحریک و طول‌موج گسیل، ناهمسانگردی کاهش می‌یابد، بطوری که در ۳۹۵nm کمترین مقدار خود را پیدا می کند.

ناهمسانگردی فلورسانسی متیلن بلو با افزایش چسبندگی حلال، افزایش یافته است. دلیل این امر را می‌توان در آن دید که ممان‌دوقطبی گذار گسیل با وجود عوامل واقطبشی از جمله پخش چرخشی قبل از فلورسانس جابه‌جا می‌شود و هر چه میزان چرخش بیشتر باشد زاویه بزرگتر و ناهمسانگردی (r) کمتر خواهد شد. با افزایش چسبندگی حلال، میزان چرخش مولکول در طی زمان گذار کمتر و در نتیجه ناهمسانگردی بزرگتر می‌شود. این مقدار به ناهمسانگردی پایه نزدیکتر است.

مراجع

[1] JR. Lakowicz, *"Principles of fluorescence spectroscopy"*, p. 954, Springer, New York, 2006.

[2] D. M. Jameson, J. A. Ross, "*Fluorescence polarization/anisotropy in diagnostics and imaging*," vol. 110, no. 5, pp. 2685–2708, *Chemical reviews*, 2010.

[3] M. Dierksen, S. Grimme, *"A theoretical study of the chiroptical properties of molecules with isotopically engendered chirality"*, vol. 124, no. 17, p. 174301, *Journal of chemical physics*, 2006.

[4] D. Lidke, P. Nagy, B. Barisas, R. Heintzmann, J. Post, K. Lidke, A. Clayton, D. Arndt-Jovin, and T. Jovin, "*Imaging molecular interactions in cells by dynamic and static fluorescence anisotropy (rflim and emfret)*", vol. 31, no. 5, pp. 1020–1027, *Biochemical society transactions*, 2003.

[5] "Methylene blue Uses, Side Effects & Warnings," *Drugs.com*. [Online]. Available: https://www.drugs.com /mtm/methylene-blue-oral-and-injection.html. [Accessed: 27-Nov-2017].

[6] P. R. Ginimuge and S. D. Jyothi, "Methylene Blue: Revisited," *J Anaesthesiol Clin Pharmacol*, vol. 26, no. 4, pp. 517–520, 2010.

[7] J. P. Tardivo *et al.*, "Methylene blue in photodynamic therapy: From basic mechanisms to clinical applications," *Photodiagnosis and Photodynamic Therapy*, vol. 2, no. 3, pp. 175–191, 2005.

[8] M. Wainwright, *Photosensitisers in biomedicine*. Oxford: Wiley-Blackwell, 2009.

[9] S. E. Jayaraj, M. Umadevi, and V. Rama krishnan, "Environmental Effect on the Laser-Excited Fluorescence Spectra of Methylene Blue and Methylene Green Dyes," *Journal of Inclusion Phenomena*, vol. 40, no. 3, pp. 203–206, 2001.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

ساخت نانوذرات TiN به روش کندگی لیزر تپی Ce:Nd:YAG

مرضیه اسماعیل زاده، حسین دیزجقربانی اقدم، هاجر آزادی و رسول ملک‌فر

گروه فیزیک اتمی و مولکولی، بخش فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه تربیت مدرس، تهران صندوق پستی ۱۷۵-۱۴۱۱۵

چکیده - در این مقاله به روش کندگی لیزر تپی Ce:Nd:YAG ، ساخت نانوذرات نیترید تیتانیوم (TiN) مورد بررسی قرار گرفت. قرص خالص TiN (۹۹/۹۹٪) در محیط تولوئن تثبیت شده و در معرض تابش تپی هماهنگ اصلی لیزر تپی Ce:Nd:YAG با طول موج ۱۰۶۴ نانومتر، با پهنای تپ ۸ نانوثانیه و نرخ تکرار ۱۰ هرتز قرار داده شد. نانوذرات سنتزشده با روش های طیف سنجی جذب مرئی/ فرابنفش (UV-Visible)، طیف سنجی تبدیل فوریه فروسرخ (FTIR) ، طیف سنجی پراکندگی رامان، پراش سنجی پرتو ایکس (XRD) و میکروسکوپ الکترونی عبوری (TEM)، مشخصه یابی شدند. الگوهای پراش XRD و طیف های FTIR شکل گیری نانوذرات TiN در نمونه را تائید می‌کنند. یکی از مهمترین خواص نانوذرات TiN ، پلاسمونی بودن این نوع نانوذرات می باشد ولی طیف‌سنجی UV-Vis نشان داد که نانوذرات سنتز شده خاصیت پلاسمونی از خود بروز نمی‌دهند و مشخص شد عدم وجود قله پلاسمونی در طیف جذبی بخاطر شکل گیری هاله‌ی ماتریس کربنی است که در نتیجه اندرکنش لیزر با پیوندهای هیدروکربنی موجود در تولوئن بوده و در نهایت این بافت های کربنی نانوذرات TiN را احاطه می کنند. طیف رامان نیز وجود هاله کربنی به صورت ماتریس گرافیتی روی نانوذرات را تایید کرد.

کلید واژه- نانوذرات نیترید تیتانیوم، کندگی لیزری، لیزر تپی سریوم –نئودیمیوم- یاگ، تولوئن

TiN NPs Synthesis Using Ce:Nd:YAG Pulsed Laser

Marzieh Esmaeilzadeh, Hossein Dizajghorbani Aghdam, Hajar Azadi and Rasoul Malekfar

Atomic and Molecular Physics Group, Department of Physics, Tarbiat Modares University,

Tehran, P.O. Box 14115-175 I.R Iran

Abstract- In this paper, the synthesis of titanium nitride (TiN) nanoparticles has been investigated by using Ce:Nd:YAG pulsed laser ablation method. A pure tablet of TiN (with 99.99% purity) was stabilized in toluene and exposed to the fundamental harmonic pulse radiation of Ce:Nd:YAG laser operating at 1064 nm wavelength with the pulse width of 8 ns and a repetition rate of 10 Hz. The synthesized NPs were characterized by UV-Visible absorption spectroscopy, Fourier transform (FTIR) spectroscopy, Raman spectroscopy, X-ray diffractometery (XRD) and Transmission electron microscopy (TEM), techniques. The XRD patterns and FTIR spectra reveal the formation of TiN NPs in the sample. One of the most important properties of the TiN NPs are the plasmonic characteristics of these NPs, but the UV-Vis spectroscopy showed that the synthesized nanoparticles did not exhibit plasmonic properties, and it was found that the absence of plasma peak in the absorption spectrum was due to the formation of the carbon matrix halation, which in the result, is the interaction of the laser with hydrocarbon bonds in toluene, which eventually surrounds the carbon of TiN NPs. The Raman spectra also confirmed the presence of carbon halation as a graphite matrix on NPs.

Keywords: Titanium nitride nanoparticles, Laser ablation, Ce:Nd:YAG pulsed laser, Toluen

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

نیترید فلزات واسطه برای برخی کاربردهای خاص در پلاسمونی به جای فلزات نجیب پیشنهاد شده اند.
نیتریدهای فلزی (TiN, ZrN, HfN) موادی جدید از نظر خصلت پلاسمونی هستند. این مواد خواص پلاسمونی مشابه طلا دارند. این مواد دیرگداز بوده و خواص پلاسمونی آن‌ها با استفاده از استوکیومتری نیتروژن/ فلز قابل تنظیم است و می‌تواند تغییر کند[۱]. دیرگداز بودن به این معناست که این مواد می‌توانند دماهای بالا را بدون ذوب شدن تحمل کنند. این خاصیت مهم آن‌ها را برای کاربردهایی مانند ثبت و ضبط مغناطیسی به کمک حرارت [۲] و ترموفوتوولتایی سلول های خورشیدی [۳] مناسب ساخته است. این مواد دارای خواص پلاسمونی در طول موج‌های بلند ناحیه مرئی و فروسرخ نزدیک هستند[۳]. نانوذرات نیترید تیتانیوم به صورت پودر با استفاده از نیتریداسیون تیتانیوم (Ti) یا دی اکسید تیتانیوم (TiO2) در دماهای بالا تولید می‌شوند [۴]. از دیگر روش‌های تولید نانوذرات تیتانیوم نیترید می‌توان به کندگی لیزری تیتانیوم یا دی اکسیدتیتانیوم، آلیاژهای مکانیکی و تکنیک پلاسمای مایکرویو اشاره کرد [۵].
روش کندگی لیزری پالسی در محیط مایع یکی از مهم‌ترین روش‌های دست‌یابی به مواد نانوساختاری در محیط مایع است. کندگی لیزری روشی نسبتا ساده، ارزان، موثر و زیست سازگار است. کنترل پارامترهایی مانند طول‌موج لیزری، انرژی تپ، نرخ تکرار، تعداد تپ ها و محیط مایع ساخت نانوذرات کلوئیدی با مشخصات مطلوب را، برای کاربردهای مختلف مناسب می‌سازد.
تاکادا (Takada) و همکارانش نانوذرات نیترید تیتانیوم را در اندازه‌ی ۸۰۰ نانومتر به روش کندگی لیزری در محیط نیتروژن مایع ساختند.
در این تحقیق سنتز نانوذرات نیترید تیتانیوم در محیط تولوئن با کندگی لیزری تپی انجام گرفته و به منظور مشخصه‌یابی نانوذرات کلوئیدی از طیف سنجی جذب مرئی/ فرابنفش(UV-Vis) ، طیف سنجی فروسرخ (FTIR)، پراش اشعه ایکس (XRD)، طیف‌سنجی پراکندگی رامان و تصویر TEM استفاده شد.

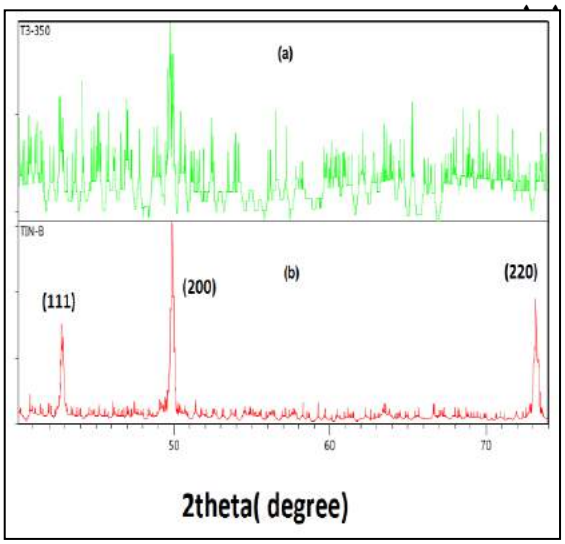
۲- مواد و روش‌ها

برای ساخت نانوذرات نیترید تیتانیوم از تپ پایه ۸ نانوثانیه لیزر Ce:Nd:YAG به طول موج ۱۰۶۴ نانومتر و فرکانس تکرار ۱۰ هرتز استفاده شد. بدین منظور پودر نیترید تیتانیوم (Sgma-Aldrich با خلوص ٪۹۹/۹۹) تهیه و به روش تف‌جوشی پلاسما (Spark Sintering Plasma) به صورت قرص ساخته شد. برای این کار ابتدا ۲۰ گرم پودر نیترید تیتانیوم را در یک پوشش کربنی قرار داده، سپس به طور همزمان تا دمای ۲۰۰۰ درجه‌ی سلسیوس با نرخ C/min ۶۰ تحت گرمادهی و فشارMP ۴۰ قرار گرفت. پس از گذشت مدت زمان ۱۰ دقیقه، اعمال فشار متوقف و در مدت زمان ۱۰ دقیقه دما به ۳۰۰ درجه سلسیوس کاهش یافت. برای انجام فرآیند کندگی لیزری قرص نیترید تیتانیوم در یک بشر حاوی تولوئن قرار داده شد. حجم تولوئن ۷ میلی لیتر و ارتفاع آن روی هدف ۵ میلیمتر تنظیم شد. پرتو لیزر با انرژی۲۰۰ میلی ژول بر تپ توسط روی هدف متمرکز شده و هدف به مدت ۱۰ دقیقه تحت تابش لیزری قرار داده شد.
تصویر محلول نانوذرات در شکل ۳-b نشان داده شده است. برای اندازه گیری طیف جذبی ذرات در محدوده UV-Vis از طیف سنج PG مدل T80 ، پراش اشعه ایکس نمونه ها با دستگاه XRD فیلیپس مدل Xpert، ساختارهای مولکولی نانوذرات نیز با استفاده از طیف‌سنج فروسرخ مدل NEXUS 670 FTIR در دمای اتاق مشخصه‌یابی شده است. طیف پراکندگی رامان نمونه‌ها نیز با استفاده از طیف سنج رامان Thermo Nicolet Almega Dispersive Raman ثبت و ضبط شده است.

نتایج و بحث

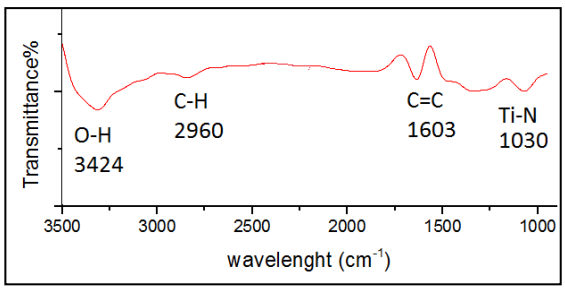
در شکل ۱ الگوی پراش پرتو X قرص نیترید تیتانیوم مورد استفاده و صفحات بلوری نانوذرات ساخته شده در حلال تولوئن نشان داده شده است.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد



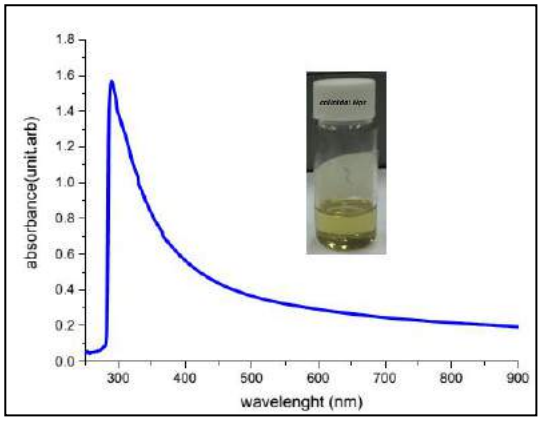
شکل ۱: الگوی پراش پرتو X (a) نانوذرات نیترید تیتانیوم سنتز شده به روش کندگی لیزری (b) قرص نیترید تیتانیوم استفاده شده

در این الگو سه قله پراش در 42.84°، 49.89° و 73.23° متناظر با صفحات بلوری (۲۰۰)، (۱۱۱) و (۲۲۰) قرص TiN مشاهده می‌شود. موقعیت و شدت قله‌های پراش در شکل ۱-a نشان‌دهنده‌ی شکل‌گیری نانوذرات نیترید تیتانیوم با ساختار FCC و ثابت شبکه‌ی a= 0.0424 nm هستند.



شکل ۲: طیف FTIR نانوذرات نیترید تیتانیوم.

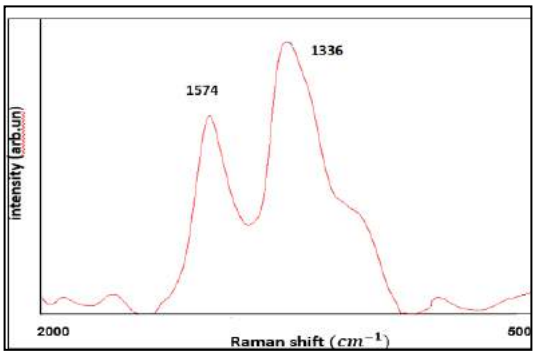
طیف FTIR نانوذرات سنتز شده در شکل ۲ نشان داده شده است. در این طیف نوار ۳۴۲۳ cm^{-1} به پیوند کششی (H–O–H) ناشی از رطوبت و بخار آب جذب شده اختصاص دارد.نوارهای ۱۶۰۳ cm^{-1} و ۲۹۶۰ cm^{-1} به ترتیب متناظر با پیوندهای (C-C) مربوط به تولوئن و پیوند کششی (C-H) هستند. نوار (C-C) وجود ماتریس کربن گرافیتی را نشان می‌دهد. نوار مشاهده شده در ۱۰۳۰ cm^{-1} نیز به نانوذرات نیترید تیتانیوم اختصاص داشته و تاییدی بر حضور نانوذرات نیترید تیتانیوم است.



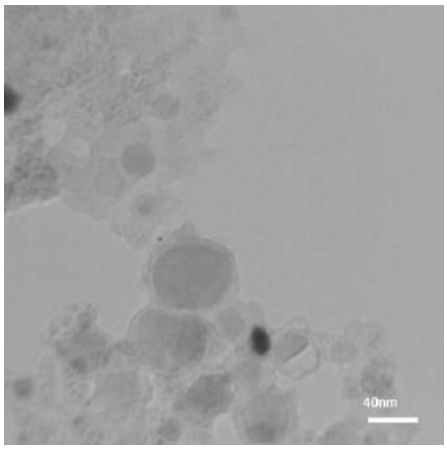
شکل ۳: طیف جذبی UV-Vis و محلول کلوئیدی نانوذرات نیترید تیتانیوم ساخته شده در حلال تولوئن به روش کندگی لیزری.

در شکل ۳ طیف جذبی UV-Vis نانوذرات نیترید تیتانیوم که در حلال تولوئن به روش کندگی لیزری ساخته شده اند، نشان داده شده است. این طیف بر خلاف انتظار پیک تشدید پلاسمون سطحی مربوط به نانوذرات نیترید تیتانیوم در محدوده‌ی فروسرخ وجود ندارد. عدم وجود قله پلاسمونی در طیف جذبی بخاطر شکل گیری هاله‌ی ماتریس کربنی است که در نتیجه اندرکنش لیزر با پیوندهای کربنی موجود در تولوئن بوده که در دما و فشار بالای ایجاد شده توسط تپ های لیزری از هم گسسته شده و سپس بصورت ماتریس کربنی گرافیتی تغییر فاز داده و در نهایت این بافت های کربنی گرافیتی نانوذرات TiN را احاطه می کنند. این هاله های کربنی باعث حذف قله پلاسمونی در محدوده فروسرخ نزدیک طیف جذبی UV-Vis-NIR نانوذرات TiN می شود.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد



شکل ۴: طیف پراکندگی رامان نانوذرات نیترید تیتانیوم ساخته شده در حلال تولوئن به روش کندگی لیزری.



شکل۵: تصویر TEM نانوذرات TiN ساخته شده

در شکل ۴ طیف رامان نانوذرات نیترید تیتانیوم نشان داده شده است، که در آن دو قله‌ی پهن مربوط به دو قله مشخصه‌ی کربن گرافیتی مشاهده می‌شود. قله $1336\ cm^{-1}$معرف نوار D و $1574\ cm^{-1}$ معرف نوار G است که تایید کننده‌ی وجود ماتریس کربن گرافیتی در پیرامون نانوذرات هستند و باعث شده اند قله مربوط به طیف رامان نانوذرات نیترید تیتانیوم در طیف رامان آشکارسازی نگردد.

همانطور که در شکل ۵ مشاهده می شود ، شکل نانوذرات کروی است. هاله‌ی کربنی که ذرات را احاطه کرده است نیز به وضوح مشاهده می‌شود.

نتیجه‌گیری

در این پژوهش نانوذرات نیترید تیتانیوم به روش کندگی لیزری تپی در حلال تولوئن ساخته شد. نتایج نشان می دهد که با روش لیزر تپی نئودیمیوم- یاگ و با طول موج ۱۰۶۴ نانومتر هماهنگ اصلی می‌توان نانوذرات نیترید تیتانیوم با اندازه های مطلوب در مقیاس نانو متری ساخت. نتایج مشخصه یابی های انجام شده در این تحقیق موید این حقیقت می باشند که نانوذرات ساخته شده دارای پوششی گرافیتی می باشند که باعث حذف خاصیت پلاسمونی نانوذرات نیترید تیتانیوم می شود و برای کاربردهای پلاسمونی این نوع نانوذرات مناسب نمی‌باشند. اندرکنش لیزر با محیط تولوئن که همراه با ایجاد دما و فشار بالا (دمای ۳۰۰۰ درجه سلسیوس) بوده پیوندهای هیدروکربنی ساختار محلول تولوئن را از هم گسسته و در حضور دما و فشار بالا، کربن های تولوئن به شکل ماتریس گرافیتی تغییر فاز داده و در نهایت این بافت های گرافیتی، نانوذرات TiN را پوشش می دهند.

مراجع

[1] **Lalisse, A., et al., Plasmonic efficiencies of nanoparticles made of metal nitrides (TiN, ZrN) compared with gold. Scientific reports, 2016. 6.**

[2] **Guler, U., et al., Performance analysis of nitride alternative plasmonic materials for localized surface plasmon applications. Applied Physics B, 2012. 107(2): p. 285-291.**

[3] **Guler, U., et al., Local heating with lithographically fabricated plasmonic titanium nitride nanoparticles. Nano letters, 2013. 13(12): p. 6078-6083.**

[4] **Li, J., et al., Synthesis of nanocrystalline titanium nitride powders by direct nitridation of titanium oxide. Journal of the American Ceramic Society, 2001. 84(12): p. 3045-3047.**

[5] **Takada, N., T. Sasaki, and K. Sasaki, Synthesis of crystalline TiN and Si particles by laser ablation in liquid nitrogen. Applied Physics A, 2008. 93(4): p. 833-836.**

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

ساخت لیزرهای تصادفی بر پایه‌ی نانو صفحات اکسید روی رشد یافته به روش الکتروشیمیایی

عباس قاسم‌پور اردکانی، پیمانه رفیعی پور

ایران، شیراز، دانشگاه شیراز، دانشکده‌ی علوم، بخش فیزیک

چکیده – در این مقاله، یک لیزر تصادفی بر اساس نانو صفحات اکسید روی ساخته می‌شود. نانو صفحات اکسید روی با استفاده از تکنیک لایه نشانی الکتروشیمی بر روی شیشه‌های *FTO* رشد داده می‌شوند. از محلول رنگدانه‌ی رودامین *B* به عنوان محیط بهره‌ی لیزر تصادفی استفاده می‌کنیم. بازخورد اپتیکی از طریق پراکندگی نور توسط نانو صفحات *ZnO* تأمین می‌شود. مشاهده می‌کنیم که تابش لیزری تصادفی حاصل از نانو صفحات *ZnO* و رنگدانه‌ی آلی دارای چند مد است و مدهای مجزا از هم به ازای انرژی‌های دمش بالاتر از انرژی آستانه در طیف تابشی ظاهر می‌شوند. ما در این بررسی، انرژی دمش آستانه را برای هر یک از مدهای لیزری برانگیخته شده در نانو ساختار اندازه می‌گیریم. همچنین نتایج بررسی‌های ما نشان می‌دهند که تابش لیزری تصادفی حاصل از نانو صفحات اکسید روی، جهتمند نیست و همچنین به محلی از نمونه که تحت دمش قرار می‌گیرد؛ وابسته است.

کلید واژه- روش رشد الکتروشیمی، لیزرهای تصادفی، نانو صفحات اکسید روی.

Fabrication of Random lasers based on Zinc oxide nanosheets grown by electrochemical deposition

Abbas Ghasempour Ardakani, Peymaneh Rafieipour

Physics Department, College of Science, Shiraz University, Shiraz, Iran

Abstract- In this paper, a random laser is fabricated based on Zinc oxide nanosheets. Zinc oxide nanosheets are grown on FTO glasses using electrochemical deposition technique. We use Rhodamine B solution as the random laser gain medium. Optical feedback is provided by light multi-scattering from ZnO nanosheets. We observe that the random lasing emission from ZnO nanosheets is multi-mode and discrete modes appear in the emission spectrum for pumping energies larger than the threshold pumping energy. In this investigation we measure the threshold pumping energy for each of the lasing modes excited in the nanostructure. Our results also show that the random lasing emission from Zinc oxide nanosheets is not directional and furthermore it depends on the position of the sample which is pumped.

Keywords: electrochemical deposition technique, random lasers, Zinc oxide nanosheets.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

در لیزرهای تصادفی بازخورد اپتیکی از طریق چند پراکندگی نور تأمین می‌شود. اگر میزان پراکندگی‌ها ضعیف باشد و نور پس از چند مرتبه پراکندگی از محیط خارج شود، لیزر تصادفی را ناهمدوس می‌نامند. به این علت که مدهای لیزری رزونانسی در طیف تابشی آن‌ها مشاهده نمی‌شود. اما اگر میزان پراکندگی‌ها قوی باشد، آن‌گاه این امکان وجود دارد که نور درون محیط به دام بیفتد. به دام افتادن نور و باقی ماندن آن درون محیط که مستلزم شرط تداخل سازنده است، باعث می‌شود که تعدادی مد لیزری رزونانسی به صورت قله‌های بسیار باریک در طیف تابشی مشاهده شود. این دسته از لیزرهای تصادفی، لیزرهای تصادفی همدوس نامیده می‌شوند. لیزرهای تصادفی می‌توانند در شناسایی سرطان‌ها، تراشه‌های نورتاب، حسگرها و...کاربرد داشته باشند [۱].

در سال ۱۹۶۸ لتوخوف برای اولین بار وجود لیزرهای تصادفی را به صورت تئوری پیش بینی کرد [۲]. در سال ۱۹۹۸ نیز اولین لیزر تصادفی همدوس به صورت تجربی توسط کائو و همکارانش ساخته شد [۳]. در آن بررسی تابش لیزر تصادفی از پودر اکسید روی که هم بهره و هم بازخورد اپتیکی را فراهم می‌کرد مشاهده شد. در سال ۲۰۰۷ نیز تابش لیزری تصادفی از نانو ساختارهای اکسید روی به شکل نانو دیوار که به روش تبخیر حرارتی ساخته شده بودند، به دست آمد [۴]. برانگیختگی اپتیکی نانو ساختارها توسط هارمونیک سوم لیزر پالسی Nd-YAG با طول موج ۳۵۵ نانومتر صورت گرفت.

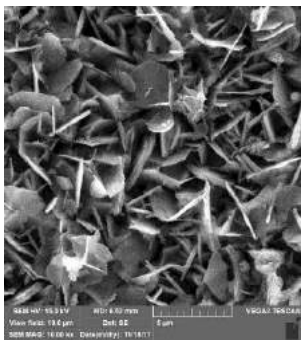
در این مقاله، از نانو صفحات اکسید روی که به روش الکتروشیمی رشد داده شده‌اند برای ساخت لیزرهای تصادفی استفاده می‌کنیم. ضخامت صفحات ZnO در ابعاد نانومتر است. از آن‌جایی که نانو صفحات رشد یافته‌ی اکسید روی، شکل و اندازه‌ی نامنظم و کاتوره‌ای دارند، بنابراین انتظار داریم که این نانو صفحات بتوانند به عنوان مراکز پراکننده در لیزرهای تصادفی استفاده شوند. محلول رنگدانه‌ی رودامین B را به نانو ساختار رشد داده شده اضافه می‌کنیم تا به عنوان محیط فعال لیزر عمل کند. از هارمونیک دوم لیزر پالسی Nd-YAG با طول موج ۵۳۲ نانومتر، پهنای زمانی ۱۰ نانو ثانیه و نرخ تکرار ۵ هرتز برای دمش اپتیکی نمونه‌ها استفاده می‌کنیم.

۲- روش آماده سازی مواد و چیدمان آزمایش

محلولی شامل غلظت ۰/۰۰۷۳ مولار از رنگدانه‌ی رودامین B را در اتانول و اتیلن گلیکول با نسبت حجمی برابر آماده می‌کنیم. برای دست یابی به یک محلول همگن، نمونه را به مدت ۳۰ دقیقه بر روی دستگاه استیرر (هم زن مغناطیسی) قرار می‌دهیم.

۲-۱- رشد نانو صفحات اکسید روی

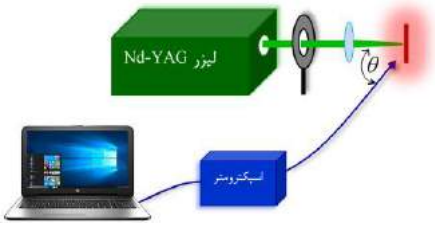
لایه نشانی الکتروشیمی در دمای ۷۰ درجه‌ی سانتیگراد و پتانسیل ۱/۱- ولت نسبت به پتانسیل الکترود کلرید جیوه اشباع انجام شده است. از یک شیشه که بر روی آن لایه‌ی نازک اکسید قلع آلاییده به فلور (FTO) لایه نشانی شده است، به عنوان الکترود کار و شمارنده در یک سلول سه الکترودی استفاده می‌کنیم. در این سلول، از ۲۰ میلی‌لیتر محلول آبی ۰/۱ مولار کلرید پتاسیم و ۰/۰۸ مولار نیترات روی به عنوان الکترولیت استفاده می‌کنیم. زمان لایه نشانی دو دقیقه است و توسط دستگاه پتانسیو استات انجام می‌شود. سپس نمونه‌ها به مدت یک ساعت در هوا در دمای ۲۰۰ درجه‌ی سانتیگراد حرارت داده می‌شوند. در شکل۱ تصویر میکروسکوپ الکترونی (SEM) نانو صفحات ZnO رشد یافته نشان داده شده است.



شکل ۱: تصویر SEM از نانو صفحات ZnO.

۲-۲- چیدمان آزمایش

در شکل ۲ چیدمان آزمایش را مشاهده می‌کنیم:



شکل ۲: طرحواره‌ای از چیدمان آزمایش.

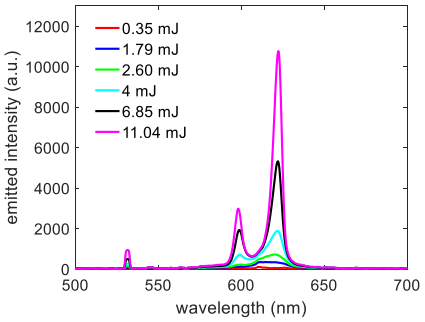
از چپ به راست، به ترتیب لیزر پالسی Nd-YAG، دیافراگم، عدسی و نمونه روبروی یک‌دیگر قرار گرفته‌اند.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

از دیافراگم برای تنظیم اندازه‌ی لکه‌ی پمپ بر روی نمونه استفاده می‌کنیم. عدسی نیز نور لیزر پمپ را بر روی نمونه متمرکز می‌کند. با استفاده از یک فیبر نوری که در زاویه‌ی θ نسبت به راستای فرودی لیزر پمپ قرار گرفته است، تابش لیزر تصادفی گسیل شده از نمونه را جمع‌آوری کرده و به طیف سنج منتقل می‌کنیم. طیف تابشی نیز با استفاده از یک کامپیوتر ثبت می‌شود.

۳-۲- بحث و نتایج آزمایش

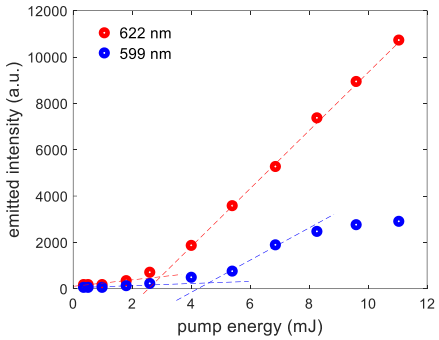
ابتدا مقداری از رنگدانه‌ی رودامین B را بر روی ساختار رشد داده شده، لایه نشانی غوطه وری می‌کنیم. سپس نمونه‌ی آماده شده را در مقابل تابش هارمونیک دوم لیزر پالسی Nd-YAG قرار می‌دهیم. طیف تابشی از نمونه به ازای انرژی‌های مختلف پالس پمپ در شکل ۳ نشان داده شده است.



شکل ۳: تغییر طیف تابشی با افزایش انرژی دمش بر حسب میلی ژول بر پالس.

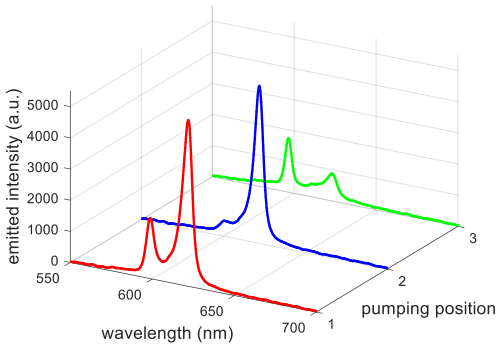
مشاهده می‌کنیم که در انرژی‌های دمش بالا، دو قله در طیف تابشی ظاهر می‌شود. اولین قله از سمت چپ در طول موج ۵۳۲ نانومتر، مربوط به موج پمپ است که برای دمش اپتیکی ساختار به کار رفته است. قله‌ی دوم از سمت چپ را مد تابشی اول می‌نامیم. طول موج مرکزی و پهنای آن به ازای انرژی دمش ۶/۸۵ میلی‌ژول بر پالس، به ترتیب برابر با ۵۹۹ و ۶ نانومتر است. قله‌ی سوم از سمت چپ را مد تابشی دوم می‌نامیم. طول موج مرکزی و پهنای آن به ترتیب برابر با ۶۲۲ و ۷/۵ نانومتر می‌باشد. اختلاف طول موجی این دو مد برابر با ۲۳ نانومتر است.

حال انرژی دمش آستانه را برای هر یک از دو مد تابشی اندازه‌گیری می‌کنیم. برای این منظور، منحنی بیشینه‌ی شدت تابشی بر حسب انرژی دمش را برای هر کدام از دو مد در شکل ۴ رسم می‌کنیم. از روی شکل، انرژی دمش آستانه برای مد اول و دوم به ترتیب برابر با ۴/۵ و ۳ میلی ژول است. بنابراین آستانه‌ی مد دوم نسبت به مد اول کمتر است. دلیل این امر آن است که ضریب کیفیت کاواک تصادفی مد دوم نسبت به مد اول بیش‌تر می‌باشد.



شکل ۴: منحنی شدت قله‌ی تابشی بر حسب انرژی هر پالس پمپ برای دو مد تابشی با طول موج‌های ۵۹۹ و ۶۲۲ نانومتر.

در مرحله‌ی بعدی از بررسی‌ها موقعیت لکه‌ی پمپ بر روی نمونه را تغییر می‌دهیم و مشاهده می‌کنیم که طیف تابشی نیز تغییر می‌کند (شکل ۵):



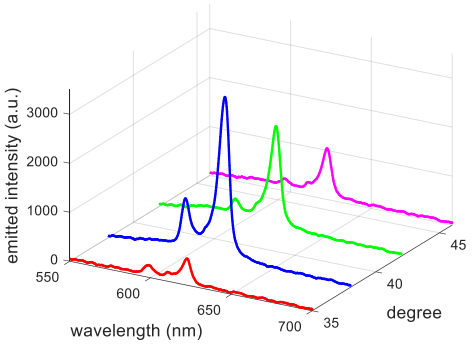
شکل ۵: تغییر طیف گسیل بر حسب طول موج با تغییر موقعیت لکه‌ی پمپ بر روی نمونه.

در شکل ۵، مکان‌های مختلف لکه‌ی پمپ را با شماره‌های ۱، ۲ و ۳ از یکدیگر متمایز کرده‌ایم. انرژی دمش در تمام حالت‌ها برابر با ۶/۸۵ میلی‌ژول بر پالس است. مشاهده می‌کنیم زمانی که موقعیت شماره‌ی ۱ از نمونه پمپ شود، هر دو مد در ساختار برانگیخته می‌شوند. همچنین در موقعیت ۲ فقط مد با طول موج ۶۲۲ نانومتر برانگیخته شده است. بنابراین با تغییر محل پمپ می‌توانیم تنها یکی از مدهای لیزری را تحریک کنیم. در موقعیت ۳ مشاهده می‌کنیم که شدت تابشی مد اول نسبت به مد دوم بیش‌تر شده که بر خلاف موقعیت ۱ است. بنابراین با تغییر مکانی از نمونه که تحت دمش قرار می‌گیرد، می‌توانیم طیف تابشی و شدت مدهای تحریک شده در ساختار را کنترل کنیم. این نتایج به صورت تجربی تأیید می‌کنند که طیف

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

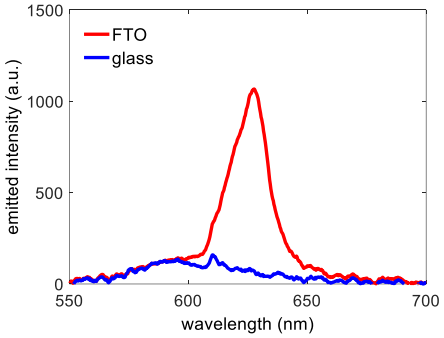
تابشی لیزرهای تصادفی به محلی از نمونه که در آن دمش صورت می‌گیرد وابسته است. این ویژگی پیش از این به صورت تئوری و با استفاده از روش تفاضل محدود در حوزه‌ی زمان نشان داده شده است [۵].

یکی از ویژگی‌های تابشی لیزرهای تصادفی، جهت‌مند نبودن آن است. ما برای تحقیق این ویژگی، فیبر نوری را در زاویه‌های ۳۵°، ۳۸°، ۴۲° و ۴۶° نسبت به خط عمود بر نمونه قرار می‌دهیم و تغییر طیف تابشی را با تغییر زاویه‌ی فیبر ثبت می‌کنیم (شکل ۷). نتیجه‌ی به دست آمده نشان می‌دهد که تابش حاصل از ساختار، تابش لیزری تصادفی است.



شکل ۷: تغییر طیف گسیل بر حسب طول موج با تغییر زاویه‌ی قرارگیری فیبر و به ازای انرژی پمپ ۶/۸۵ میلی‌ژول بر پالس.

سپس مقداری از محلول رنگدانه‌ی رودامین B را به ترتیب بر روی یک شیشه‌ی لایه نشانی شده با FTO و سپس یک شیشه‌ی تنها قرار می‌دهیم. طیف تابشی از آن‌ها در شکل ۶ نشان داده شده است.



شکل ۶: طیف گسیل بر حسب طول موج به ازای انرژی پمپ ۶/۸۵ میلی‌ژول بر پالس.

مشاهده می‌کنیم نه تنها مدهای رزونانسی در طیف ظاهر نشده‌اند، بلکه شدت قله‌ی ظاهر شده نیز بسیار کم‌تر و پهنای آن بیشتر شده است. زمانی که رنگدانه‌ی قرار داده شده بر شیشه‌ی FTO تحت دمش قرار بگیرد، پهنا در نصف بیشینه تقریباً برابر با ۲۰ نانومتر و طول موج مرکزی نیز ۶۲۸ نانومتر است. برای رنگدانه‌ی قرار داده شده بر شیشه‌ی تنها نیز پهنا در نصف بیشینه تقریباً برابر با ۵۵/۵ نانومتر و طول موج مرکزی نیز ۵۹۵ نانومتر به دست می‌آید. بنابراین نتیجه می‌گیریم که تابش لیزری چند مد که پیش از این به دست آوردیم، تابش لیزری تصادفی مربوط به پراکندگی نور از نانو صفحات ZnO است.

۳- نتیجه‌گیری

در این مقاله، از نانو صفحات اکسید روی به عنوان مراکز پراکننده در لیزرهای تصادفی استفاده شد. نانو صفحات ZnO با استفاده از روش الکتروشیمی بر روی شیشه‌های FTO رشد داده شدند. سپس مقداری از محلول رنگدانه‌ی رودامین B را به عنوان محیط بهره بر روی آن لایه نشانی غوطه‌وری کردیم. با دمش اپتیکی نمونه‌ها مشاهده کردیم که در طیف تابشی لیزر تصادفی حاصل از نانو صفحات ZnO، دو مد مجزا از هم در طول موج‌های ۵۹۹ و ۶۲۲ نانومتر برانگیخته می‌شوند. انرژی دمش آستانه را برای این دو مد اندازه‌گیری کردیم. نتایج بررسی‌ها نشان می‌داد که طیف تابش لیزر تصادفی حاصل از نانو صفحات ZnO جهتمند نیست و با تغییر زاویه‌ی فیبر نسبت به راستای فرودی لیزر پمپ تغییر می‌کند. علاوه بر آن مشاهده کردیم که با تغییر محلی از نمونه که تحت دمش قرار می‌گیرد، طیف تابشی نیز تغییر می‌کند و به این شیوه می‌توانیم تعداد مدهای تحریک شده در ساختار را کنترل کنیم.

سپاسگزاری

از خانم‌ها نیلوفر صادقی و پریا کشاورز که در انجام پژوهش حاضر ما را یاری نمودند، سپاسگزاری می‌کنیم.

مراجع

[1] F. Luan, B. Gu, A. S. L. Gomes, K. Yong, Sh. Wen, P. N. Prasad, “Lasing in nanocomposite random media”, Nano Today, Vol. 10, pp. 168-192, 2015.

[2] V. S. Letokhov, “Generation of light by a scattering medium with negative resonance absorption”, Sov. Phys. JETP., Vol. 26, pp. 835-840, 1968.

[3] H. Cao, Y. G. Zhao, S. T. Ho, E. W. Seelig, Q. H. Wang, R. P. T. Chang, “Random Laser Action in Semiconductor Powder”, Phys. Rev. Lett., Vol. 82, pp. 2278-2281, 1998.

[4] L. Miao, S. Tanemura, Y. Ieda, M. Tanemura, Y. Hayashi, H. Y. Yang, S. P. Lau, B. K. Tay, Y. G. Cao, “Synthesis, morphology and random laser action of ZnO nanostructures”, Surface Science, Vol. 601, pp. 2660-2663, 2007.

[5] C. Vanneste, P. Sebbah, “Selective excitation of localized modes in active random media”, Phys. Rev. Lett., Vol. 87, pp. 1839031-1839034, 2001.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

کوک‌پذیری دایکرویزم دایروی در آرایه‌ای از نانومیله‌های L شکل ساندویچ شده بین دو تک لایه‌ی گرافن

عباس قاسم‌پور اردکانی، خاطره مرادی

بخش فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه شیراز، شیراز

چکیده - در این مقاله، با قرار دادن یک آرایه از نانومیله‌های L شکل از جنس نقره بین دو تک لایه‌ی گرافن، یک فراسطح کایرال پیشنهاد می‌شود که دایکرویزم دایروی در آن قابل کنترل است. به این منظور نور با قطبش‌های دایروی راستگرد و چپگرد به صورت عمودی و مایل به ساختار مورد نظر تابیده شده و طیف دایکرویزم دایروی آن به ازای انرژی‌های فرمی متفاوت گرافن محاسبه می‌شود. نتایج شبیه‌سازی نشان می‌دهد که می‌توان با تغییر انرژی فرمی، بیشینه مقدار طیف دایکرویزم دایروی و طول موجی که در آن بیشینه رخ می‌دهد را تنظیم کرد.

کلید واژه- انرژی فرمی، تک لایه‌ی گرافن، دایکرویزم دایروی، کایرال، نانوساختار.

Tuning of circular dichroism in an array of L-shaped nanorods sandwiched between two graphene single layers

Abbas Ghasempour Ardakani, Khatereh Moradi

Department of Physics, College of Science, Shiraz University, Shiraz 71454, Iran

Abstract- In this paper, by inserting an array of silver L-shaped nanorods between two layers of graphene, we propose a chiral metasurface in which circular dichriosm is tunable. Left and right-handed circularly polarized lights are normally and obliquely incident onto the proposed structure and circular dichroism spectrum is calculated for different Fermi energies of graphene. Our simulated results demonstrate that maximum value of circular dichroism spectrum and the wavelength in which maximum occurs can be tuned by changing the Fermi energy.

Keywords: Fermi energy, Single layer of graphene, Circular dichroism, Chiral, Nanostructure.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

فراماده الکترومغناطیسی که از ساختارهای مصنوعی متناوب تشکیل شده‌اند، ویژگی‌های خارق‌العاده‌ای مانند ضریب شکست منفی و ابرلنزها از خود نشان می‌دهند که در مواد عادی دیده نمی‌شوند. فراماده که از واحدهای ساختاری زیر طول موج فلز-دی‌الکتریک تشکیل شده‌اند، به علت کاربرد در کنترل انتشار امواج الکترومغناطیس، توجهات زیادی را در دهه‌ی اخیر به خود جلب کرده‌اند. فراماده کایرال دسته‌ی جدیدی از فراماده هستند که سلول واحد آن‌ها بر روی تصویر آینه‌ای خود منطبق نمی‌شود و بخاطر غیر متقارن بودن ذاتیشان، پاسخ‌های متفاوتی به موج قطبیده‌ی دایروی راستگرد و چپگرد می‌دهند که دایکرویزم دایروی نام دارد [۱]. دایکرویزم دایروی به صورت اختلاف عبور موج فرودی قطبیده‌ی دایروی راستگرد و چپگرد تعریف می‌شود و برای مشخص کردن میزان آن، پارامتر دایکرویزم دایروی به صورت $\Delta = T_{RCP} - T_{LCP}$ تعریف می‌شود که T_{RCP} و T_{LCP} به ترتیب ضرایب عبور برای نور با قطبش دایروی راستگرد و چپگرد می‌باشند. دایکرویزم دایروی یکی از روش‌های اسپکتروسکوپی است که می‌تواند برای آشکارسازی و توصیف مولکول‌های آلی و زیستی استفاده شود [۲]. در سال‌های اخیر پدیده‌ی دایکرویزم دایروی در هر دو فراماده کایرال ذاتی [۳] و غیرذاتی [۴] مشاهده شده است. در فراماده کایرال ذاتی برای هر دو فرود عمودی و مایل پدیده‌ی دایکرویزم دایروی رخ می‌دهد در حالی که در فراماده کایرال غیرذاتی که از سلول‌های واحد غیرکایرال تشکیل شده‌اند، این اثر فقط تحت فرود مایل رخ می‌دهد. فراماده دو بعدی یا تخت که به آن‌ها فراسطوح گفته می‌شود، دارای افت کم‌تر و ساخت آسان‌تر نسبت به فراماده سه بعدی هستند [۵].

در سال‌های اخیر، گرافن به عنوان جانشینی برای فلزات در ساخت تراشه‌های پلاسمونی مورد توجه قرار گرفته است. گرافن یک لایه‌ی دو بعدی از اتم‌های کربن با ضخامت یک اتم است که در یک شبکه‌ی شش ضلعی لانه‌ی زنبوری قرار گرفته است. این ماده دارای ویژگی‌های اپتیکی و الکترونیکی منحصر به فردی است. با اعمال ولتاژ گیت، می‌توان انرژی فرمی گرافن و در نتیجه خواص اپتیکی آن را کنترل کرد. لازم به ذکر است که هر دو گذار درون نواری و بین نواری در رسانندگی گرافن مشارکت دارند. همچنین گرافن در فرکانس‌های حدود چند تراهرتز رفتارهای پلاسمونی قوی از خود نشان می‌دهد. خواص اپتیکی گرافن با یک رسانندگی سطحی توصیف می‌شود که با استفاده از فرمول شناخته شده‌ی کوبو به دست می‌آید و به صورت زیر بیان می‌شود:

(۱)

$$\sigma_g = i\frac{e^2 k_B T}{\pi\hbar^2\left(\omega + i\tau^{-1}\right)}\left\{\frac{\mu_c}{k_B T} + 2\ln\left[\exp\left(-\frac{\mu_c}{k_B T}\right)+1\right]\right\} + \mathrm{i}\frac{e^2}{4\pi\hbar^2}\ln\left[\frac{2|\mu_c| - \hbar\left(\omega + i\tau^{-1}\right)}{2|\mu_c| + \hbar\left(\omega + i\tau^{-1}\right)}\right]$$

در این رابطه، e بار الکترون، k_B ثابت بولتزمن، $\hbar$ ثابت پلانک کاهش یافته، ω فرکانس زاویه‌ای فرودی، T دما، μ_c انرژی فرمی، $\tau = \frac{\mu\mu_c}{e v_f}$ زمان واهلش حامل‌ها، μ تحرک پذیری حامل‌ها و v_f سرعت فرمی است. در رابطه‌ی (۱)، جمله اول و دوم به ترتیب مربوط به گذارهای درون نواری و بین نواری هستند.

به لایه‌ی گرافن یک ضریب دی‌الکتریک نسبت داده می‌شود که رابطه‌ی آن بر حسب رسانندگی گرافن به صورت زیر بیان می‌شود:

$$\varepsilon(K,\omega) = 2.5 + \frac{i\,\sigma_g(K,\omega)}{\varepsilon_0 \omega d_g} \qquad (۲)$$

در این رابطه، dg ضخامت گرافن است که حدود ۰/۳۵ نانومتر است [۶].

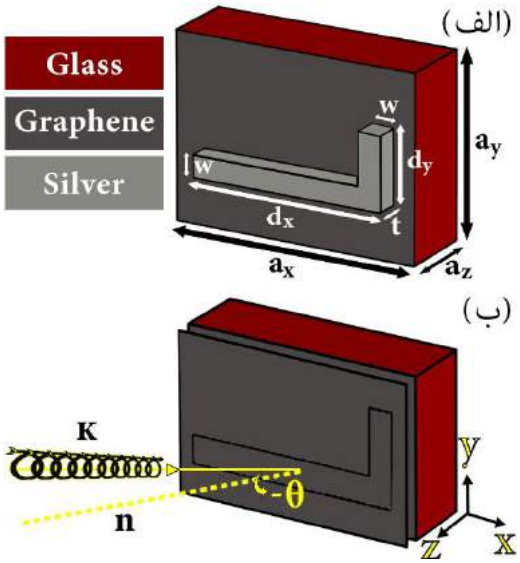
در این مقاله، یک فراسطح کایرال کوک‌پذیر شامل آرایه‌ای از نانومیله‌های L شکل از جنس نقره که بین دو تک لایه‌ی گرافن ساندویچ شده است، پیشنهاد می‌شود. طیف دایکرویزم دایروی ناشی از این ساختار تحت تابش عمودی و مایل به ازای انرژی‌های فرمی متفاوت گرافن محاسبه می‌شود. نتایج شبیه‌سازی نشان می‌دهد که از این ساختار می‌توان برای کنترل طیف دایکرویزم دایروی استفاده کرد.

۲- طراحی ساختار و شبیه‌سازی

یک لایه‌ی نازک گرافن به ضخامت ۱ نانومتر روی یک

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

زیرلایه از جنس شیشه با ضریب شکست ۱/۵ و با ضخامت a_z لایه نشانی شده است. بر روی این لایه‌ی گرافن، یک لایه‌ی نقره به ضخامت t قرار می‌گیرد که در آن آرایه‌ای از نانومیله‌های L شکل به گونه‌ای ایجاد می‌شود که بین نانوساختارهای L شکل هوا باشد. به علاوه لایه‌ی گرافن دیگری به ضخامت ۱ نانومتر روی آرایه‌ی نانومیله‌های L شکل قرار می‌گیرد. طرحواره‌ای از سلول واحد این فراسطح در شکل ۱ نشان داده شده است که در آن a_x و a_y ثابت‌های شبکه، d_x، d_y و w به ترتیب طول بازوی افقی و عمودی و پهنای بازوهای نانومیله‌ی L شکل و θ زاویه‌ی نور فرودی می‌باشند.

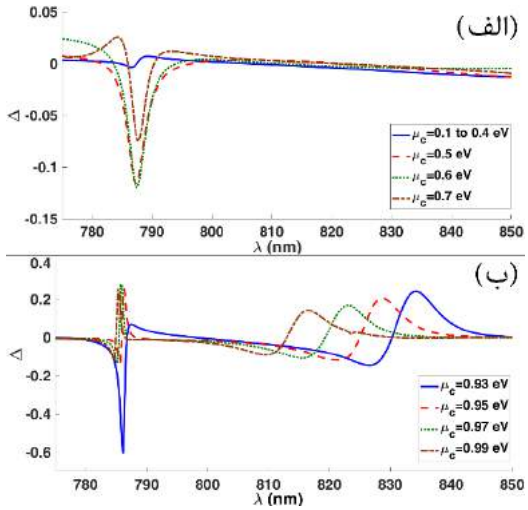


شکل ۱: طرحواره‌ای از سلول واحد نانوساختار طراحی شده؛ (الف) یک نانومیله‌ی L شکل قرار گرفته بر روی تک لایه‌ی گرافن. (ب) نانومیله‌ی L شکل ساندویچ شده بین دو تک لایه‌ی گرافن.

ساختار مفروض تحت تابش موج تخت قطبیده‌ی دایروی راستگرد و چپگرد با فرود عمودی (θ=0°) و مایل (θ=60°) قرار می‌گیرد. برای مطالعه‌ی انتشار نور از این ساختار، از نرم افزار CST استفاده می‌شود که اساس آن روش انتگرال محدود است. مقادیر استفاده شده برای پارامترها در شبیه-سازی به صورت a_x=450، a_y=250، a_z=200، d_x=260، d_y=100، t=30 و w=30 نانومتر هستند.

۳- بحث و نتایج عددی

ابتدا یک موج قطبیده‌ی دایروی با قطبش‌های راستگرد و چپگرد به صورت عمودی به این ساختار تابیده و طیف دایکرویزم دایروی به ازای انرژی‌های فرمی متفاوت محاسبه می‌شود. نتایج مربوطه در شکل ۲ نشان داده شده است.

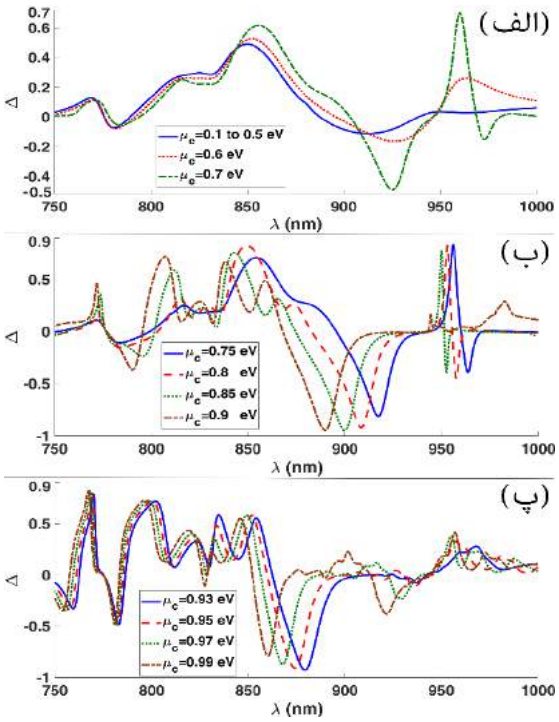


شکل ۲: طیف دایکرویزم دایروی برای فرود عمودی (θ=0°) یک موج قطبیده‌ی دایروی راستگرد و چپگرد به نانوساختار طراحی شده به ازای انرژی‌های فرمی مختلف؛ (الف) در بازه‌ی ۰/۱ تا ۰/۷ الکترون ولت و (ب) در بازه‌ی ۰/۹۳ تا ۰/۹۹ الکترون ولت.

همان‌گونه که در شکل ۲ دیده می‌شود، با تغییر انرژی فرمی گرافن، طیف دایکرویزم دایروی تغییر می‌کند. در شکل ۲ (الف) دیده می‌شود وقتی انرژی فرمی از ۰/۱ به ۰/۴ الکترون ولت افزایش می‌یابد، طیف دایکرویزم دایروی بدون تغییر باقی می‌ماند و در ناحیه‌ی طول موجی ۷۵۰ تا ۸۵۰ نانومتر تقریباً Δ=0 است (منحنی آبی رنگ). با افزایش انرژی فرمی تا ۰/۷ الکترون ولت، دره‌هایی در طیف دایکرویزم دایروی مشاهده می‌شود. در شکل ۲ (ب)، به ازای انرژی فرمی ۰/۹۳ الکترون ولت، بیشینه مقدار ۰/۶ برای دایکرویزم دایروی در طول موج ۷۸۶ نانومتر رخ می‌دهد. همچنین قله‌های سمت راست طیف دایکرویزم دایروی در این شکل، با افزایش انرژی فرمی از ۰/۹۳ به ۰/۹۹ الکترون ولت، به سمت طول موج‌های کوتاه‌تر جابجا می‌شوند.

حال یک موج قطبیده‌ی دایروی راستگرد و چپگرد تحت فرود مایل با زاویه‌ی ۶۰ درجه به ساختار تابیده و طیف دایکرویزم دایروی به ازای انرژی‌های فرمی متفاوت لایه‌های گرافن محاسبه می‌شود. نتایج مربوطه در شکل ۳ نشان داده شده است.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد



شکل ۳: طیف دایکرویزم دایروی برای فرود مایل (θ=60°) یک موج قطبیده‌ی دایروی راستگرد و چپگرد به نانوساختار طراحی شده به ازای انرژی‌های فرمی متفاوت لایه‌ی گرافن؛ (الف) در بازه‌ی ۰/۱ تا ۰/۷ الکترون ولت، (ب) در بازه‌ی ۰/۷۵ تا ۰/۹ الکترون ولت و (پ) در بازه‌ی ۰/۹۳ تا ۰/۹۹ الکترون ولت.

همان‌گونه که در شکل ۳ (الف) دیده می‌شود به ازای انرژی‌های فرمی که در بازه‌ی ۰/۱ تا ۰/۵ الکترون ولت قرار دارند، طیف دایکرویزم دایروی نسبت به تغییرات انرژی فرمی تغییراتی از خود نشان نمی‌دهد. با افزایش انرژی فرمی از ۰/۵ تا ۰/۷ الکترون ولت منحنی دایکرویزم دایروی تغییر خواهد کرد و مقدار دایکرویزم در طول موج‌های ۹۲۵ و ۹۶۰ نانومتر افزایش می‌یابد. مطابق با شکل ۳ (ب)، وقتی انرژی فرمی از ۰/۷۵ تا ۰/۹ الکترون ولت افزایش می‌یابد، قله‌های مشاهده شده در منحنی دایکرویزم در اطراف طول موج ۸۵۰ و ۹۵۰ نانومتر به سمت طول موج‌های کم‌تر جابجا می‌شوند. همچنین دره‌های مشاهده شده در این شکل در اطراف طول موج ۹۰۰ نانومتر نیز با افزایش انرژی فرمی به سمت طول موج‌های کوتاه‌تر میل می‌کنند. مقایسه‌ی شکل ۳ (الف) با ۳ (ب) نشان می‌دهد که به ازای انرژی‌های فرمی بزرگ‌تر میزان بیشینه و کمینه در منحنی دایکرویزم افزایش می‌یابد. با بررسی شکل ۳ (پ) به این نتیجه می‌رسیم که هنگامی که انرژی فرمی از ۰/۹۳ تا ۰/۹۹ الکترون ولت افزایش می‌یابد، دره‌های مشاهده شده در منحنی دایکرویزم در اطراف طول موج ۸۷۵ نانومتر بیش‌تر تحت تأثیر تغییرات انرژی فرمی قرار می‌گیرند و با افزایش انرژی فرمی، به سمت طول موج‌های کوتاه‌تر جابجا می‌شوند. همچنین در شکل‌های ۳ (ب) و ۳ (پ) مقدار دایکرویزم به ازای بعضی از طول موج‌ها و انرژی‌های فرمی نزدیک ۱ می‌باشد که یکی از بیش‌ترین مقادیر به دست آمده برای دایکرویزم دایروی محسوب می‌شود.

علت بستگی منحنی دایکرویزم دایروی به انرژی فرمی گرافن از این حقیقت ناشی می‌شود که دوقطبی‌های الکتریکی و مغناطیسی القا شده در نانومیله‌های فلزی به ضریب شکست محیط اطراف آن‌ها وابسته است. با توجه به اینکه لایه‌های گرافنی در اطراف نانومیله‌ها قرار دارند و ضریب شکست آن‌ها به رسانندگی گرافن بستگی دارد، انتظار داریم که طبق رابطه‌ی (۱) با تغییر انرژی فرمی منحنی دایکرویزم دایروی در ساختار طراحی شده تغییر کند.

۴- نتیجه گیری

یک فراسطح کایرال شامل آرایه‌ای از نانومیله‌های L شکل از جنس نقره که بین دو تک لایه‌ی گرافن ساندویچ شده است، پیشنهاد شد. طیف دایکرویزم دایروی برای هر دو فرود عمودی و مایل و به ازای انرژی‌های فرمی متفاوت گرافن، محاسبه شد. نتایج محاسبات نشان داد که طیف دایکرویزم دایروی در ساختار طراحی شده شدیداً به انرژی فرمی بستگی دارد. بنابراین با تغییر انرژی فرمی در این ساختار می‌توان دایکرویزم دایروی و عبور نور با قطبش دایروی را کنترل کرد.

مراجع

[1] B. Wang, J. Zhou, T. Koschny, M. Kafesaki, C. M. Soukoulis, “Chiral metamaterials: simulations and experiments”, J. Opt. A: Pure Appl. Opt., Vol. 11, No 11, pp. 114003-1-114003-10, 2009.

[2] S. Wu, P. Qu, J. Liu, D. Lei, K. Zhang, S. Zhao, Y. Zhu, “Giant circular dichroism and its reversal in solid and inverse plasmonic gammadion-shaped structures”, Opt. express, Vol. 24, No. 24, pp. 27763-27770, 2016.

[3] Y. H. Wang, J. Shao, J. Li, Z. Liu, J. Li, Z. G. Dong, Y. Zhai, “Broadband high-efficiency transmission asymmetry by a chiral bilayer bar metastructure”, J. Appl. Phys., Vol. 117, No. 17, pp. 173102-1-173102-7, 2015.

[4] T. Cao, C. Wei, L. Zhang, “Modeling of multi-band circular dichroism using metal/dielectric/metal achiral metamaterials”, Opt. Materials Express, Vol. 4, No. 8, pp. 1526-1534, 2014.

[5] H. T. Chen, A. J. Taylor, N. Yu, “A review of metasurfaces: physics and applications”, Reports on Progress in Physics, Vol. 79, No. 7, 076401-1-076401-44, 2016.

[6] H. J. Li, L. L. Wang, B. Sun, Z. R. Huang, X. Zhai, “Tunable mid-infrared plasmonic band-pass filter based on a single graphene sheet with cavities”, J. Appl. Phys, Vol. 116, No. 22, pp. 224505-1-224505-6, 2014.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

بررسی عملکرد سلول خورشیدی پروسکایتی لایه نازک بر پایه اکسید روی با استفاده از فولرن و فتالوسیانین مس

حمید مهرنژاد[۲و۱]، عباس بهجت[۲و۱]،نعیمه ترابی[۲و۱] و ناصر جهانبخشی‌زاده[۲و۱]

[۱] گروه پژوهشی فوتونیک، مرکز تحقیقات مهندسی، دانشگاه یزد

[۲] گروه اتمی و مولکولی، دانشکده فیزیک، دانشگاه یزد

چکیده - سلول‌های خورشیدی پروسکایتی یکی از فناوری‌های پیشرو در زمینه تولید ارزان برق خورشیدی می‌باشند. سلول‌های خورشیدی لایه نازک و دما پایین یکی از انواع این سلول‌ها هستند که برای تولید در ابعاد بزرگ مناسب می‌باشند. در این مقاله، به‌منظور بررسی مشخصات فوتوولتائیکی سلول خورشیدی پروسکایتی لایه نازک و دما پایین، سلول هایی با دو ساختار متفاوت ساخته شد. ساختار اول بر پایه اکسید روی می باشد و درساختار دوم علاوه بر اکسید روی از فولرن و فتالوسیانین مس نیز استفاده شده و عملکرد این دو سلول بررسی گردید. پس از ساخت و مشخصه‌یابی صورت گرفته مشخص شد در نمونه‌ای که در آن از فولرن و فتالوسیانین مس استفاده شده است، عملکرد سلول خورشیدی بهبود یافته است.

کلید واژه- اکسید روی، انتقال دهنده الکترون، انتقال دهنده حفره، سلول خورشیدی پروسکایتی، فتالوسیانین مس، فولرن

Investigation Zinc Oxide thin film perovskite solar cell using Fullerene and copper Phthalocyanine

H. Mehrnezhad[a,b], A. Behjat[a,b], N. Torabi[a,b], N. Jahanbakhshizade[a,b]

[a] Photonics Research Group, Engineering Research Center, Yazd University, Yazd, Iran

[b] Atomic and Molecular Group, Faculty of Physics, Yazd University, Yazd, Iran

Abstract- Perovskite solar cell is one of the most popular technologies in the manufacturing low cost electricity. Thin film solar cells with low temperature is useful to apply in large dimension. In this article the Perovskite solar cell properties are investigated by two different structures. The first structure bases on the zinc-oxide and another one bases on the fullerene and copper Phthalocyanine. Both of them are investigated. We found that the efficiency of solar cells is improved by using fullerene and copper Phthalocyanine.

Keywords: Copper Phthalocyanine, Electron Transport Material, fullerene, Hole Transport Material, Perovskite Solar Cells, Zinc Oxide

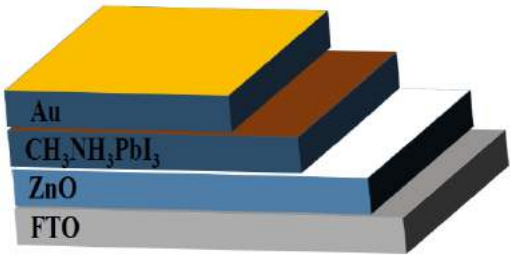
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

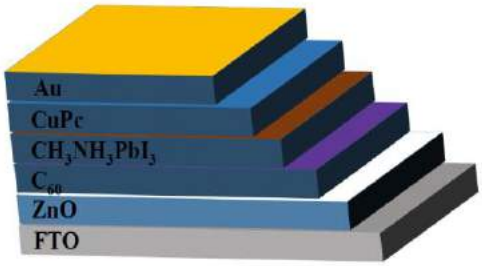
استفاده از پروسکایت در سلول‌های خورشیدی، اولین بار در سال ۲۰۰۹ میلادی توسط میاساکا گزارش شد. از ویژگیهای این ماده می‌توان به گاف انرژی مناسب (eV ۱/۵۵) ضریب جذب بالا و طول پخش زیاد الکترون-حفره اشاره کرد [۱, ۲]. رایج‌ترین ماده پروسکایت مورد استفاده در ساختار سلول‌های خورشیدی، ترکیب آلی-معدنی متیل آمونیوم لید تری هالید است. فرمول شیمیایی این ترکیب CH3NH3PbX3 است. اتم X می‌تواند یون‌های هالوژنی مانند برم، ید یا کلر باشد. گاف انرژی این ترکیب بین ۱/۶ تا ۲/۲ الکترون ولت قابل تغییر است [۳, ۴]. این مقدار گاف انرژی می‌تواند منجر به جذب بخش عمده‌ای از نور خورشید شود. از دیگر خصوصیات ترکیبات پروسکایت متیل آمونیوم لید تری هالید این است که طول پخش الکترون‌ها و همچنین حفره‌ها در محدوده یک میکرون است [۵]. طول پخش زیاد به این معنی است که این مواد قابلیت استفاده در ساختارهای لایه نازک را دارند. در این ساختارها، پروسکایت به طور همزمان وظایف؛ جذب نور، جدایش حامل‌های بار و انتقال حاملهای بار را بر عهده دارد. به طور کلی سلول‌های خورشیدی مسطح برای ساخت دستگاه‌های قابل انعطاف بسیار مفید هستند.

در این تحقیق ابتدا سلول خورشیدی پروسکایت با ساختار FTO/ZnO/CH3NH3PbI3/Au به عنوان سلول مرجع ساخته و مشخصه‌یابی شد. از اکسید روی (ZnO) در این نوع ساختار که به ساختار لایه نازک نرمال شناخته می‌شود در نقش انتقال‌دهنده الکترون و سدکننده حفره، و جایگزین TiO2 که به شکل رایج استفاده می‌شود، استفاده شده است. اکسید روی دارای گاف نواری ۳/۳۷ الکترون ولت است و از جمله ویژگی‌های آن می‌توان به تحرک پذیری بالای الکترون‌ها، شفافیت زیاد، پایداری محیطی و نیاز نداشتن به دمای پخت بالا اشاره کرد [۶].

در ادامه برای بهبود عملکرد سلول خورشیدی پروسکایتی از فولرن (C60) به عنوان انتقال دهنده الکترون و فتالوسیانین مس (CuPc) به عنوان انتقال دهنده حفره استفاده شد. فولرن، یکی از دگرشکل‌های مصنوعی عنصر کربن است که از گرما دادن به گرافیت ساخته می‌شود. فولرن خود انواع مختلفی دارد و می تواند به شکل‌های متفاوتی باشد. اما فتالوسیانین مس، یکی از ترکیبات مهم خانواده فتالوسیانین‌های فلزی است که کاربردهای فراوانی دارد. فتالوسیانین مس دارای پایداری گرمایی و شیمیایی مناسبی می‌باشد [۷]. شکل ۱ ساختار شماتیک سلول‌های ساخته شده و شکل ۲ مولکول های اکسید روی، فولرن و فتالوسیانین مس را نشان می‌دهد.

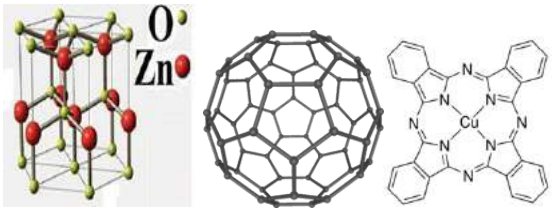


(الف)



(ب)

شکل ۱: ساختار سلول خورشیدی لایه نازک بر پایه الف: اکسید روی ب: اکسید روی، فولرن و فتالوسیانین مس



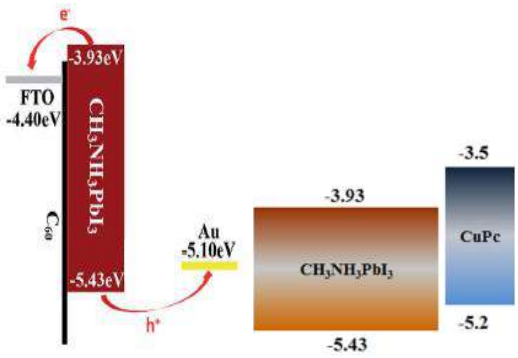
(ج) (ب) (الف)

شکل۲: مولکول الف: اکسید روی ب: فولرن ج: فتالوسیانین مس

فولرن دارای تحرک پذیری الکترونی1-Cm-1VS ۱/۶ و رسانندگی 1-S Cm ۱۰۳ * ۲/۳ می‌باشد [۸]. همین امر استفاده از فولرن در سلول‌های خورشیدی در نقش انتقال دهنده الکترون را ممکن می‌سازد. فتالوسیانین مس هم یک

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

انتخاب خوب به عنوان انتقال‌دهنده حفره برای سلول‌های خورشیدی پروسکایتی می‌باشد. از ویژگی های مهم آن می-توان به تحرک‌پذیری بالای الکترون‌ها و قیمت نسبتاً ارزان آن اشاره کرد. شکل ۳ گاف نواری فولرن و فتالوسیانین مس را نشان می‌دهد.



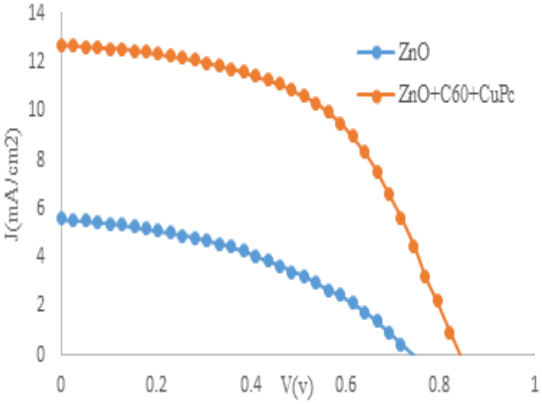
(ب) (الف)

شکل ۳: گاف نواری الف: فولرن ب: فتالوسیانین مس

۲- روش تجربی

به منظور ساخت سلول از FTO با مقاومت ۱۵ اهم بر سانتی‌متر مربع به عنوان زیرلایه استفاده شد. سلول‌های خورشیدی لایه نازک و نانو ساختار، نسبت به آلودگی‌های سطحی زیرلایه، بسیار حساس است. بنابراین زیر لایه مورد استفاده باید عاری از هر گونه چربی، رسوبات و سایر آلودگی‌ها باشد. به همین منظور زیرلایه‌ها در چندین مرحله شستشو می‌شود. ابتدا شیشه‌های FTO با آب و صابون شستشو داده شده و درون یک بشر قرار داده می‌شود و با محلول آب دو بار تقطیر، استون و اتانول به ترتیب هر کدام به مدت ۱۵ دقیقه در حمام فراصوت شستشو داده می‌شود. سپس زیرلایه‌ها با جریان هوا خشک شده و در آون، تحت دمای ۱۰۰ درجه سانتی‌گراد قرار داده می‌شود تا مرحله شستشو به اتمام برسد. در ادامه برای لایه‌نشانی ZnO، ابتدا مقدار ۶ میلی‌گرم اکسید روی در ۱ میلی‌لیتر بوتانول، ۷۲ میکرولیتر کلروفرم و ۷۲ میکرولیتر متانول حل شد، سپس لایه‌نشانی با استفاده از دستگاه لایه‌نشانی چرخشی (سرعت ۳۰۰۰ دور بر دقیقه و به مدت ۳۰ ثانیه) برای سه مرتبه تکرار شد و نمونه‌ها بعد از هر مرحله لایه‌نشانی در دمای ۱۰۰ درجه سانتی‌گراد و به مدت ۱۵ دقیقه پخت داده شدند. در مرحله بعد به منظور تشکیل پروسکایت به روش تک مرحله‌ای بر روی لایه‌های اکسید روی، محلول PbI2 (متشکل از ۴۶۱ میلی گرم سرب یدید، ۱۵۹ میلی‌گرم پودر مای، ۶۳۵ میکرولیتر DMF و ۷۱ میکرولیتر DMSO) به روش لایه‌نشانی چرخشی بر روی زیرلایه، لایه‌نشانی شد. در نهایت لایه نازک طلا با ضخامت ۴۰ نانومتر با روش تبخیر در خلأ بر روی لایه پروسکایت قرار گرفت. اما همانطور که گفته شد، برای بهبود عملکرد سلول خورشیدی پروسکایتی از فولرن و فتالوسیانین مس استفاده گردید. مراحل لایه نشانی تا قبل از لایه‌نشانی فولرن مانند آنچه گفته شد انجام می‌گیرد. سپس برای لایه‌نشانی فولرن مقدار ۱۰ میلی گرم فولرن در ۱ میلی‌لیتر دی‌کلرو بنزن حل شد و بعد از آن لایه نشانی با استفاده از دستگاه لایه نشانی چرخشی (سرعت ۲۰۰۰ دور بر دقیقه و به مدت ۴۰ ثانیه) انجام گرفت. بعد از لایه‌نشانی نمونه ها به مدت ۲ ساعت تحت دمای ۷۰ درجه‌سانتی گراد پخت داده شدند. در مرحله بعد، فتالوسیانین مس (به ضخامت ۱۰ نانومتر) با روش تبخیر در خلأ، لایه‌نشانی شد. در نهایت لایه طلا با ضخامت ۴۰ نانومتر با روش تبخیر در خلأ بعنوان لایه الکترود مقابل لایه نشانی شد. سلول‌های ساخته‌شده با استفاده از دستگاه Keithley ۲۴۰۰ و شبیه‌ساز خورشیدی ۱۰۰Mw/Cm2 با AM ۱,۵ G مشخصه‌یابی شدند. شکل ۴ و جدول ۱ به ترتیب نمودار جریان-ولتاژ و مشخصات فوتوولتاییکی سلول‌های ساخته شده را نشان می‌دهند.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد



شکل۴: مقایسه نمودار جریان-ولتاژ سلول‌های خورشیدی پروسکایتی ساخته شده

جدول۱: مشخصات فوتوولتاییکی سلول‌های خورشیدی پروسکایتی ساخته شده

	Jsc(mA/cm2)	Voc(v)	FF(%)	Eff(%)
ZnO	۵/۵۸	۰/۷۳	۴۱	۱/۶۹
ZnO+C60+CuPc	۱۲/۷	۰/۸۳	۵۳	۵/۶۲

۳- نتیجه‌گیری

در این پژوهش، دو نوع سلول خورشیدی پروسکایت با ساختار لایه‌نازک ساخته شد. پس از ساخت و بررسی‌های صورت گرفته مشخص شد در نمونه‌ای که در آن از فولرن و فتالوسیانین مس استفاده شده است، عملکرد سلول خورشیدی بهبود یافته است. فولرن به دلیل تحرک پذیری بالایی که برای الکترون دارد در انتقال سریعتر الکترون از لایه پروسکایت به فوتوآند نقش موثری را ایفا می‌کند. همچنین فتالوسیانین مس به دلیل گاف نواری مناسب، نقش لایه انتقال دهنده حفره را ایفا می‌کند. وجود این دو لایه، سرعت انتقال حامل‌های بار (الکترون-حفره) از لایه جاذب نور (پروسکایت) به فوتو آند و الکترود مقابل را افزایش می‌دهد. این موضوع باعث افزایش چگالی جریان سلول‌های ساخته شده و کاهش بازترکیب حامل‌های بار می‌شود که این خود منجر به بهبود عملکرد سلول خورشیدی پروسکایتی لایه نازک بر پایه اکسید روی خواهد شد.

سپاسگزاری

از همکاری اعضای محترم گروه پژوهشی فوتونیک دانشگاه یزد و شرکت ادوات نوری نانوساختاری ایساتیس که در انجام این آزمایشات به ما یاری رساندند، تشکر و قدردانی می‌شود.

مراجع

[1] C. Wehrenfennig, M. Liu, H. J. Snaith, M. B. Johnston, and L. M. Herz, "Homogeneous Emission Line Broadening in the Organo Lead Halide Perovskite CH3NH3PbI3–x Cl x," *The journal of physical chemistry letters*, vol. 5, no. 8, pp. 1300-1306, 2014.

[2] G .Xing *et al.*, "Long-range balanced electron-and hole-transport lengths in organic-inorganic CH3NH3PbI3," *Science*, vol. 342, no. 6156, pp. 344-347, 2013.

[3] G. E. Eperon, S. D. Stranks, C. Menelaou, M. B. Johnston, L. M. Herz, and H. J. Snaith, "Formamidinium lead trihalide: a broadly tunable perovskite for efficient planar heterojunction solar cells," *Energy & Environmental Science*, vol. 7, no. 3, pp. 982-988, 2014.

[4] J. H. Noh, S. H. Im, J. H. Heo, T. N. Mandal, and S. I. Seok, "Chemical management for colorful, efficient, and stable inorganic–organic hybrid nanostructured solar cells," *Nano letters*, vol. 13, no. 4, pp. 1764-1769, 2013.

[5] S. D. Stranks *et al.*, "Electron-hole diffusion lengths exceeding 1 micrometer in an organometal trihalide perovskite absorber," *Science*, vol. 342, no. 6156, pp. 341-344, 2013.

[6] Y. Sun, J. H. Seo, C. J. Takacs, J. Seifter, and A. J. Heeger, "Inverted polymer solar cells integrated with a low-temperature-annealed sol-gel-derived ZnO film as an electron transport layer," *Advanced Materials*, vol. 23, no. 14, pp. 1679-1683, 2011.

[7] N. Torabi, A. Rahnamanic, H. Amrollahi, F. Mirjalili, M. Sadeghzade, and A. Behjat, "Performance enhancement of perovskite solar cell by controlling deposition temperature of copper phthalocyanine as a dopant-free hole transporting layer," *Organic Electronics*, 2017.

[8] W. Ke *et al.*, "Efficient planar perovskite solar cells using room-temperature vacuum-processed C 60 electron selective layers," *Journal of Materials Chemistry A*, vol. 3 ,no. 35, pp. 17971-17976, 2015.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

طراحی و شبیه سازی فیلتر پلاسمونیکی چند لایه مبتنی بر آرایه ای از نانوذرات نقره جاسازی شده در لایه ژرمانیوم در طول موج مخابراتی

سیده زینب ابراهیمی، آیدین امینی، سعید گل‌محمدی

دانشکده مهندسی برق، دانشگاه صنعتی خواجه نصیرالدین طوسی، تهران، ایران

چکیده- در این مقاله عملکرد آرایه متناوبی از نانوذرات کروی از جنس نقره ،تحت عنوان فیلتر پلاسمونیکی ارائه شده است. هدف طراحی و شبیه سازی باشد. در ساختار ارائه شده، آرایه نانوذرات در بستری از جنس نانوساختار پیشنهادی به‌عنوان فیلتر تنظیم پذیر نوری برای کاربردهای مخابراتی می ژرمانیوم قرار داده شده است. هدف از این ترکیب مواد افزایش شدت میدان محلی در حد فاصل آرایه‌ی نانوذرات و لایه‌ی پوششی ژرمانیوم بوده که به نوبه خود افزایش چشمگیری را دراندازه میدان جایگزیده توسط این آرایه را به دنبال خواهد داشت. تابش نور در محدوده‌ی مادون قرمز منجر به تحریک پلاسمون‌های سطحی موضعی در نانوذرات شده و با هیبریداسیون بین ذرات، فرکانس رزونانس این امواج سطحی به پنجره مخابراتی انتقال یافته است. تزویج نور به این امواج سطحی موضعی باعث حبس شدن نور بصورت میدان محلی در حدفاصل بین نانوذرات شده و عملکرد فیلتری را در پنجره) استفاده شده FDTDمخابراتی بهبود می‌بخشد. به منظور مدل سازی و بررسی عملکرد ساختار ارائه شده از روش عددی تفاضل محدود در حوزه زمان (است. در این بررسی، تاثیر ابعاد لایه‌ها و نانوذرات بر کیفیت حبس میدان محلی و طیف فیلترینگ، مورد مطالعه قرار گرفته است.

کلید واژه : فیلتر پلاسمونیکی، طول موج مخابراتی، نانو ذرات نقره، ژرمانیوم.

Designing and simulating of plasmonic multilayer filters based on Ag nanoparticles arrays embedded in Ge layer on communication wavelength

Seyyedeh Zainab Ebrahimi, Aydin Amini and Saeed Golmohammadi

School of engineering emerging technologies, University of Tabriz

Abstract- In this paper, a periodic array of Silver spherical-nanoparticles is considered to act as a tunable plasmonic filter in telecommunication window, in which, the array is embedded by a layer of Germanium and set on the silicon dioxide substrate. The purpose of this material configuration is to increase the local fiend between adjacent nanoparticle and Ge layer which in turn increases the absorption of optical fields by nanoparticles in array. Illumination at infrared region excites localized surface plasmons (LSPRs) of silver nanoparticles and due to the hybridization between these nanoparticles in array, the resonance frequency LSPRs red-shifts to telecommunication window. Coupling between LSPRs and incident field leads to confining optical field at the gap distance between nanoparticles and improves the quality of filtering at telecommunication window in the terms of optical absorption at the wavelength of interest. Finite difference time domain (FDTD) method have been used to both calculate filtering spectra and local field between adjacent nanoparticles. Also, the effect of size parameters of nanoparticles on quality of optical confinement and filtering spectra have been studied.

Keywords: plasmonic filter, communication wavelength, Ag nanoparticles, Ge

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

از فیلترهای نوری در سیستم های تصویربرداری رنگی و طیفی برای جداسازی نور طول موج‌های مختلف استفاده می‌شود[1]. فیلترهای نوری معمولی با استفاده از تکنیک لایه‌های نازک ساخته می‌شوند. همچنین این فیلترها مشکلاتی چون: ابعاد بزرگ و توان مصرفی بالا حین فرآیند ساخت دارند. بنابراین اخیراً به‌جای فیلترهای معمولی، فیلترهای چند لایه پلاسمونیکی بدلیل مزایایی همانند ابعاد کوچک، تلورانس نسبتاً کم زاویه‌ی فرودی و توانایی هدایت مؤثر نور مورد توجه زیادی قرار گرفته اند. همچنین برای این فیلترهای ابعاد کوچک کاربردهای بسیاری مانند، انتخاب پهنای باند گسترده، باند باریک، باند میان‌گذر و باند کناری را ذکر نمود [1].

در ادامه به خلاصه‌ای از کارهای انجام شده در این زمینه اشاره خواهیم نمود.

کارتیک کومار و همکارانش آرایه های مختلفی از نانودیسک های فلزی نقره و طلا بر روی یک سطح بازتابنده قرار دادند تا بتوانند با استفاده از آن ساختار تصویری رنگی در حد پراش نوری چاپ کنند[2].چندی بعد، گوانگ یوان و همکارانش نیز با استفاده از آرایه‌ای از نانومیله‌های نقره، فیلترهای رنگی بازتابنده طراحی کردند که با تغییر هندسه آرایه‌ها، طول موج فیلتر حاصل نیز متغیر بود[3]. فیلترهایی با خواص بازتابنده‌گی مطلوب در طول موج طیف مرئی برای آرایه ای از نانوذرات هسته-پوسته‌دار نقره وسیلیکا جاسازی شده درون ماتریکس پلیمری هم در مقاله[4] توسط چیا وی هسو و همکارانش ساخته شد.

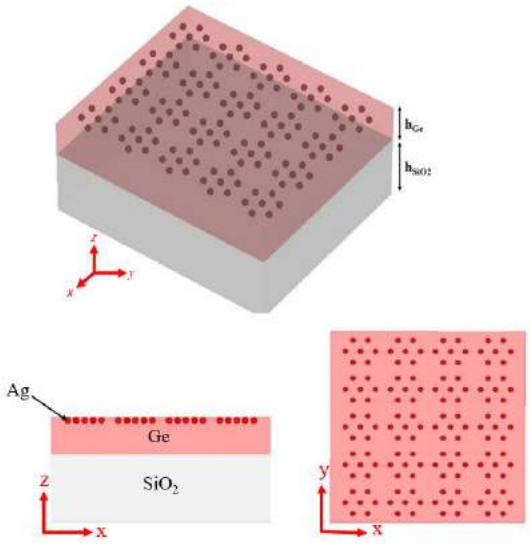
در مقاله‌ی [5] خواص فیلترینگ برای شبکه ای از نانوذرات فلزی با مقطع بیضوی که بر روی لایه‌ای از ITO لایه‌نشانی شده و کل ساختار داخل ماده‌ی سیلیکا جاسازی شده در بازه‌ی مرئی مورد مطالعه و بررسی قرار گرفته است. ساختار طوری طراحی شده‌است تا قله بازتاب با حداقل تلفات جذب و حداکثر میانگین سطح گذار به‌دست آید.

در این مقاله طراحی و شبیه سازی فیلترهای نوری بر اساس آرایه‌ای متناوب از نانوذرات نقره کروی مدفون در ژرمانیوم که مابین دو لایه از جنس سیلیکا قرار گرفته‌است، انجام شده است. هدف طراحی فیلتر برای کارکرد در طول موج ۱۵۵۰ نانومتر می باشد.

فیلتری که در این مقاله به طراحی و شبیه سازی آن پرداخته‌ایم، دامنه انتقالی تقریبی ۸۰٪ با قله رزونانسی بیشینه در طول موج مخابراتی را دارد.

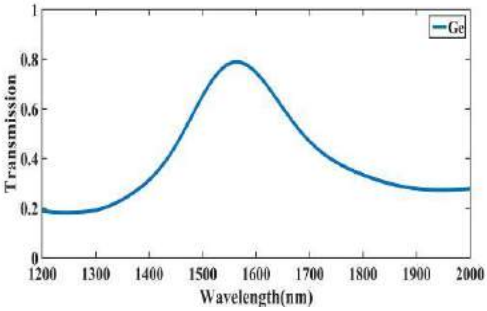
۲- ساختار و روش شبیه سازی

در ساختار پیشنهادی آرایه‌ای متناوب از نانوذرات کروی از آلیاژ نقره با شعاع 11 نانومتر و ضخامت (h_{Ag}) و ثابت شبکه متناوب 44 نانومتر در راستای محورهای مختصاتی x و y را درون لایه‌ای از جنس ژرمانیوم با ضخامت بهینه (h_{Ge}) در حدود 355 نانومتر بر روی بستری از جنس سیلیکا با ضخامت (h_{sio2}) ۱۰۰۰ نانومتر قرار می‌دهیم. شرایط مرزی در راستای عمود بر ساختار بصورت لایه‌های جاذب PML و در راستای موازی با آن بصورت شرایط مرزی متناوب در نظر گرفته شده است. به‌منظور تحریک ساختار از یک منبع موج تخت با شدت ۱ وات بر میکرومتر مربع در جهت z- با گستره‌ی طول موجی ۱۲۰۰ تا ۲۰۰۰ نانومتر از بالای ساختار و عمود بر آن استفاده شده است. دقت فضایی در هر سه راستا ۰/۵ نانومتر مد نظر گرفته شده است. ساختار فیلتر پلاسمونیکی پیشنهادی در این مقاله در محیط نرم افزار FDTD SOLUTION شبیه سازی و مورد ارزیابی قرار گرفته‌است [6].



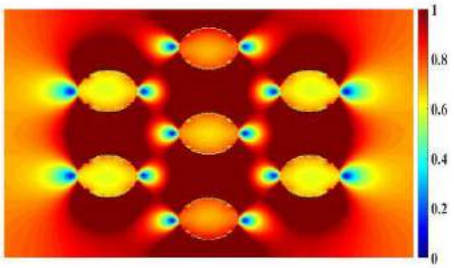
شکل۱. شماتیک دو و سه بعدی از ساختار پیشنهادی

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد



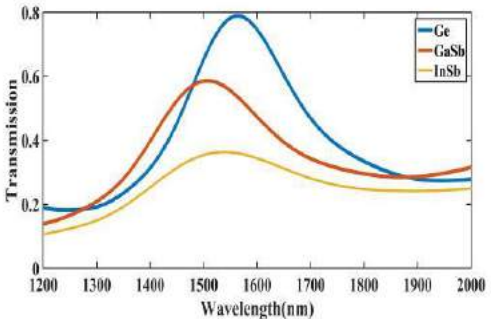
شکل ۲. نمودار طیف عبور هنگامیکه از آرایه متناوب با ثابت شبکه ۴۴ نانومتر از نانوذراتی کروی از جنس نقره با شعاع ۱۱ نانومتر داخل لایه‌ای از ژرمانیوم با ضخامت ۳۵۵ نانومتر قرار داده ایم.

طیف عبور حاصل از شبیه سازی برای ساختار پیشنهادی در شکل۲ نشان داده شده‌است. همانطور که ملاحظه می-شود، ژرمانیوم با شیفت فرکانس پلاسمون سطحی منجر به تشکیل قله رزونانسی در طول موج مخابراتی شده است. به‌منظور مقایسه کیفیت رزونانس پلاسمونیکی نانوذرات فلزی و نیمه‌هادی، از طیف شدت محلی در مرز بین نانوذرات بهره می‌گیریم زیرا میزان میدان محلی گویای میزان تزویج نور ورودی به مد پلاسمونیکی می‌باشد. شکل۳ میدان محلی ایجاد شده در حد فاصل بین نانوذرات نقره در یک سلول واحد از شبکه را نشان می‌دهد. همانطور که ملاحظه می‌شود، به هنگام استفاده از لایه ژرمانیوم و نانوذرات نقره بدلیل بالا بودن ضریب گذردهی منفی فلزات نسبت به نیمه‌هادی‌های آلایش شده، شدت میدان در مرز بین نانوذرات و لایه ژرمانیوم نسبتا شدید بوده و بین نانوذرات و لایه ژرمانیوم تزویج شدیدتری رخ داده است. که البته بدلیل خاصیت فلزی، بخشی از نوسانات بصورت تلفات اهمی میرا شده و از اینرو دامنه طیف انتقال کمتر از حالتی است که از نانوذرات نیمه‌هادی استفاده کردیم.



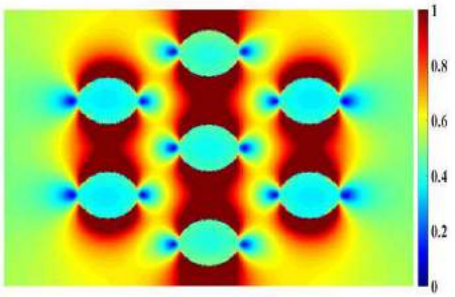
شکل۳. طیف شدت میدان محلی در صفحه x-y در مرز بین نانوذرات نقره واقع در لایه ژرمانیوم در طول موج ۱۵۵۰ نانومتر.

در انتها به بررسی تاثیر تغییر جنس لایه‌ی نیمه‌هادی استفاده شده در ساختار شکل۲ می‌پردازیم. در این بررسی، از نیمه‌هادی‌های دیگری مانند GaSb و InSb با حفظ مقادیر اولیه برای ابعاد ساختار به جای لایه ژرمانیوم استفاده می‌کنیم(شکل۴).

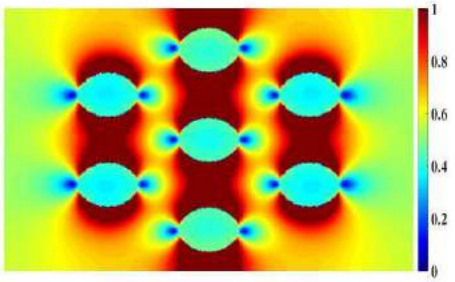


شکل۴. مقایسه‌ی طیف انتقال به ازای سه عنصر: Ge، GaSb، InSb

با این تغییرات، تغییر شدت میدان محلی در مرز بین نانوذرات نقره در لایه‌ای از نیمه‌هادی InSb و GaSb بترتیب در شکل‌های۵ و ۶ قابل مشاهده است.



شکل۵. طیف شدت میدان محلی در صفحه x-y در مرز بین نانوذرات واقع در لایه InSb در طول موج ۱۵۵۰ نانومتر



شکل۶. طیف شدت میدان محلی در صفحه x-y در مرز بین نانوذرات واقع در لایه GaSb در طول موج ۱۵۵۰ نانومتر

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۳- نتیجه گیری

از آنجایی که فرکانس پلاسمون سطحی نقره در طول موج های پایین تر از پنجره‌ی مخابراتی قرار دارد، در واقع این ژرمانیوم است که منجر به شیفت قله رزونانسی به سمت طول موج های بزرگتر شده و در نهایت باعث تشکیل بیشینه قله رزونانسی در طول موج ۱۵۵۰ نانومتر می‌شود. علاوه بر این، وجود مقطع دایروی شکل نانوذرات باعث عملکرد تک مدی نانوذرات در واکنش به میدان ورودی می‌شود[7]. بطوریکه این مدها همگی از نوع مد نوسانی بوده و بسادگی توسط میدان تحریک می‌شوند. ژرمانیوم بدلیل تلفات ذاتی پایین و همچنین قابلیت دوپینگ شدید برای کاربردهای پلاسمونیکی، انتخاب مناسبی برای افزاره‌های فتونیکی در ناحیه مادون قرمز میانی است[8]. همپنین بدلیل پایین بودن جرم مؤثر ژرمانیوم ($m^* \approx 0.12$)، ژرمانیوم قابلیت تولید فرکانس پلاسمای بزرگتری را برای سطح دوپینگ یکسان دارد. علاوه بر این، گاف غیر مستقیم ژرمانیوم از بازترکیب سریع حامل‌های برانگیخته نوری جلوگیری می-کند[8].

استفاده از نانوذراتی مثل نقره و در ساختارهایی مشابه با ساختار پیشنهادی ما در این مقاله منجر به رزونانس های پلاسمونیکی می‌شود که این نیز خاصیت فیلترینگ را در ساختار ایجاد می کند ، با این تفاوت که نانوذرات نقره خاصیت فیلترینگ در ناحیه UV-plasmonic ایجاد می کنند [9].

مراجع

[1] Chih-Jui Yu , "Color Filtering Using Plasmonic Multilayer Structure" , Nanoelectronics Conference (INEC), IEEE 4th International, 2011.

[2] K. Kumar, H. Duan, R. S. Hegde, S. C. W. Koh, J. N. Wei, and J. K. W. Yang, "Printing colour at the optical diffraction limit," Nat. Nanotechnol. **7**, 557 (2012)

[3] G. Si, Y. Zhao, J. Lv, M. Lu, F. Wang, H. Liu, N. Xiang, T. J. Huang, A. J. Danner, J. Teng, and Y. J. Liu, "Reflective plasmonic color filters based on lithographically patterned silver nanorod arrays," Nanoscale**5**,6243(2013).

[4] C. W. Hsu, B. Zhen, W. Qiu, O. Shapira, B. G. DeLacy, J. D. Joannopoulos, and M. Soljai, "Transparent displays enabled by resonant nanoparticle scattering," Nat. Commun. **5**, 3152 (2014).

[5] Y Brûlé, G Demésy, AL Fehrembach, B Gralak ,M.Grangier,D.Barat,… "Design of metallic nanoparticle gratings for filtering properties in the visible spectrum",physics.optics,2015.

[6] Dennis M. Sullivanl., "Electromagnetic Simulation Using the FDTD Method". Wiley-IEEE Press, 2013.

[7] Mohammed Nadhim Abbas, Cheng-Wen Cheng, Yia-Chung Chang and M H Shih," An omni-directional mid-infrared tunable plasmonic polarization filter", IOP Publishing Ltd,2012.

[8] Paolo Biagioni, "Group-IV midinfrared plasmonics,journal of nanophotonics",vol.9,2015.

[9] Prashant K. Jain Mostafa A. El-Sayed c,1," Plasmonic coupling in noble metal nanostructures", Chemical Physics Letters 487, 153–164,(2010).

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

اندازه‌گیری هم زمان طول موج نور و زاویه رأس دو آینه فرنل با استفاده از پراش فرنل

زهرا عباسی[۱]، احد صابر[۲]، احسان احدی اخلاقی[۱و۳]

[۱]دانشکده فیزیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان، زنجان کد پستی ۴۵۱۳۷-۶۶۷۳۱
[۲]دانشکده علوم، دانشگاه محقق اردبیلی، اردبیل، کد پستی ۵۶۱۹۹-۱۱۳۶۷
[۳]مرکز پژوهشی اپتیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان، زنجان کد پستی ۴۵۱۳۷-۶۶۷۳۱

با استفاده از طرح تداخلی دوآینه فرنل با مشخص بودن زاویه رأس دوآینه می‌توان طول‌موج نور فرودی را تعیین کرد. در این پژوهش از طرح پراش فرنل دوآینه فرنل برای تعیین هم‌زمان طول‌موج نور فرودی و زاویه رأس دوآینه استفاده کرده‌ایم. تغییر ناگهانی گرادیان فاز در رأس دوآینه باعث ایجاد الگوی پراش می‌شود. توزیع شدت پراشیده با استفاده از انتگرال فرنل- کیرشهف محاسبه شده است. همچنین نشان داده شده است که این توزیع شدت در راستای انتشار میانگین با فرکانس ثابتی تغییر می‌کند. با اندازه‌گیری گام توزیع شدت در راستای انتشار میانگین و در صفحه عمود بر آن، طول موج نور و زاویه رأس دوآینه، به‌طور هم‌زمان تعیین شده است. با تحلیل نتایج تجربی طول‌موج لیزر هلیوم نئون ۱±۶۳۳ نانومتر به‌دست آمد.

کلید واژه- پراش فرنل، دو آینه فرنل ، گرادیان فاز

Simultaneous measurement of the light wavelength and the apex angle of Fresnel double mirror using Fresnel diffraction

Zahra Abbasi1, Ahad Saber2, and Ehsan A. Akhlaghi1,3
[1]Department Physics, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences (IASBS), Zanjan, 45137-66731, Iran
[2]Department of Science, University of Mohaghegh Ardabili, Ardabil, 56199-11367, Iran
[3]Optics Research Center, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences (IASBS), Zanjan, 45137-66731, Iran

The interference pattern of Fresnel double mirror can be used to determine the wavelength of incident light knowing the apex angle of Fresnel double mirror. Here, we have used the diffraction pattern of Fresnel double mirror to determine the wavelength and the apex angle of Fresnel double mirror, simultaneously. Abrupt changes in the phase gradient of the wave at the apex of Fresnel double mirror causes Fresnel diffraction patterns. The diffracted intensity distribution is calculated using Fresnel-Kirchhoff integral. It is shown that intensity of the diffracted field varies with constant period along the average propagation direction. Measuring this value and the fringe spacing of the interference pattern on a plane normal to the average propagation direction, the apex angle of Fresnel double mirror and wavelength of the incident light is simultaneously derived. The experimental results analyzed and the wavelength of He-Ne laser is determined 633±1 nm.

Keywords: Fresnel diffraction, Fresnel double mirror, Phase gradient.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

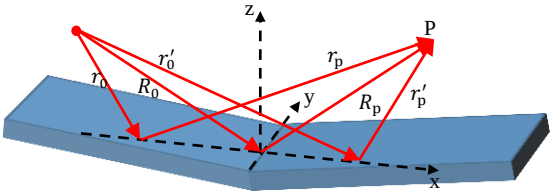
تغییرات شدید در دامنه و فاز جبهه موج سبب ایجاد الگوی پراش می‌شود. در سال‌های اخیر مطالعات نظری و کاربردی زیادی در مورد پراش به دلیل تکینگی در فاز جبهه موج صورت گرفته است. پراش از پله فازی در مدهای بازتابی و عبوری فرمول‌بندی شده است [۱-۴]. با استفاده از پارامترهایی نظیر نمایانی فریزهای پراش و توزیع شدت در راستای لبه پله، پارامترهای مختلف اپتیکی از جمله ضخامت لایه‌های نازک، ضریب‌شکست مواد نورگذر، طول موج نور فرودی، گرادیان دما در اطراف سیم داغ و فاصله کانونی عدسی‌ها اندازه‌گیری شده است [۵-۹]. همچنین نشان داده شده است که تغییرات تند در فاز جبهه‌موج باعث تشکیل الگوی پراش می‌شود [۱۰].

روش‌های گوناگونی برای اندازه‌گیری طول‌موج نور وجود دارد؛ به‌طور مثال می‌توان به روش‌های تداخلی که با تحلیل فاز یا تحلیل دوره فریزهای تداخلی طول‌موج نور را محاسبه می‌کنند اشاره کرد. روش دیگر اندازه‌گیری طول موج، استفاده از زنش نوری است. همچنین از تغییر قطبش نور برای اندازه‌گیری طول‌موج نوراستفاده شده است [۱۱]. علاوه بر این، با بررسی پراش از پله‌فازی، طول‌موج نور اندازه‌گیری شده است [۷].

در این کار، انتگرال پراش فرنل- کیرشهف برای دوآینه فرنل حل شده است و توزیع شدت پراشیده به‌دست آمده است. نشان داده می‌شود که علی‌رغم پیوستگی در دامنه و فاز جبهه موج، به‌دلیل تکینگی در گرادیان فاز، طرح پراش فرنل ایجاد می‌شود. همچنین توزیع شدت در راستای انتشار میانگین بررسی شده و نشان داده می‌شود که با فرکانس تقریبا ثابتی تغییر می‌کند. با اندازه‌گیری گام این تغییرات و نیز اندازه‌گیری گام فریزهای تداخلی به‌طور هم‌زمان طول‌موج نور فرودی و زاویه رأس دوآینه اندازه-گیری می‌شوند.

۲- فرمول‌بندی پراش فرنل از دو آینه فرنل

در طرح کلی از دو آینه فرنل در شکل ۱ نمایش داده شده است. محورz، در راستای نیمساز دو آینه و محور y در راستای محل اتصال دو آینه است. یک منبع خطی عمود بر صفحه xz درS قرار دارد.



شکل ۱: هندسه پراش فرنل از دو آینه فرنل

با استفاده از انتگرال فرنل- کیرشهف میدان پراشیده در نقطه دلخواه P، به مختصات $(x_p, 0, z_p)$ محاسبه می‌شود:

$$U(P) = U_0\sqrt{-\frac{i}{\lambda}}\left[\int_{-\frac{W}{2}}^{0}\frac{e^{-ik(r_0+r_p)}}{\sqrt{r_0 r_p}}dx + \int_{0}^{\frac{W}{2}}\frac{e^{-ik(r_0'+r_p')}}{\sqrt{r_0' r_p'}}dx\right] \quad (۱)$$

که U_0 دامنه اولیه میدان، W پهنای دو آینه فرنل و فاصله چشمه و نقطه P از نقاط روی سطح دوآینه برابر با

$$r_i^2 = (x - x_i)^2 + \left(-x\tan\frac{\alpha}{2} - z_i\right)^2 \quad (۲)$$

$$r_i'^2 = (x - x_i)^2 + \left(x\tan\frac{\alpha}{2} - z_i\right)^2$$

و $i = 0,\ p$ است. در تقریب فرنل خواهیم داشت:

$$r_p + r_0 = R_p + R_0 + \frac{1}{2R}x^2 - x\left(\beta - \gamma\tan\frac{\alpha}{2}\right) \quad (۳)$$

$$r_p' + r_0' = R_p + R_0 + \frac{1}{2R}x^2 - x(\beta + \gamma\tan\frac{\alpha}{2})$$

که R, β, γ به‌صورت زیر تعریف شده‌اند:

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_0} + \frac{1}{R_p}$$

$$\beta = \frac{x_0}{R_0} + \frac{x_p}{R_p} \quad (۴)$$

$$\gamma = \frac{z_p}{R_p} + \frac{z_0}{R_0}$$

با تعریف کمیت‌های جدید:

$$u = R\left(\beta - \gamma\tan\frac{\alpha}{2}\right) \quad (۵)$$

$$u' = R\left(\beta + \gamma\tan\frac{\alpha}{2}\right)$$

$$v = R_p + R_0 - \frac{R}{2}\left(\beta - \gamma\tan\frac{\alpha}{2}\right)^2$$

$$v' = R_p + R_0 - \frac{R}{2}\left(\beta + \gamma\tan\frac{\alpha}{2}\right)^2$$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

و

$$u_1 = -\sqrt{\frac{2}{\lambda R}}\left(u + \frac{W}{2}\right),\quad u_2 = -\sqrt{\frac{2}{\lambda R}}u, \qquad (۶)$$

$$u_1' = -\sqrt{\frac{2}{\lambda R}}u',\quad u_2' = -\sqrt{\frac{2}{\lambda R}}\left(u' - \frac{W}{2}\right),$$

میدان پراشیده شده به‌صورت

$$U_P = U_0\sqrt{-\frac{i}{2(R_p+R_0)}}e^{-ikv}\left[l(u_2,u_1) + e^{ik(v-v')}l(u_2',u_1')\right] \qquad (۷)$$

محاسبه می‌شود. تابع l بر حسب انتگرال‌های فرنل به صورت

$$l(u_i,u_j) = [C(u_j) - C(u_i)] - i[S(u_j) - S(u_i)] \qquad (۸)$$

تعریف می‌شود. شدت میدان بهنجار شده در نقطه P برابر است با:

$$I_n = \left|l(u_2,u_1) + e^{ik(v-v')}l(u_2',u_1')\right|^2. \qquad (۹)$$

توزیع شدت در امتداد محور z به‌صورت زیر بیان می‌شود:

$$I_n(0,0,z) = [(C(u_2)+0.5)^2 + (S(u_2)+0.5)^2]. \qquad (۱۰)$$

فاصله ماکزیمم شدت‌ها در امتداد محور z، برابر است با:

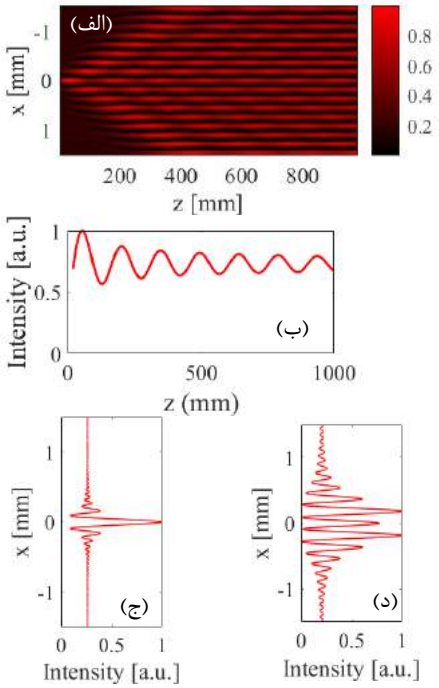
$$\Lambda_z = \frac{\lambda}{2\tan^2\frac{\alpha}{2}}. \qquad (۱۱)$$

بنابراین با داشتن گام فریزهای تداخلی $\Lambda_x = \frac{\lambda}{2\sin\alpha}$ در امتداد عمود بر انتشار می‌توان طول موج نور فرودی و زاویه دو آینه را به‌طور همزمان اندازه گرفت:

$$\alpha = 4\frac{\Lambda_x}{\Lambda_z},\qquad \lambda = 8\frac{\Lambda_x^2}{\Lambda_z}. \qquad (۱۲)$$

۳- نتایج شبیه‌سازی

توزیع شدت پراشیده شده از دو آینه با زاویه رأس ۰/۲ درجه، که تحت تابش عمود موج تخت با طول موج ۶۳۲/۸ نانومتر محاسبه شده است. شکل ۲(الف) توزیع شدت پراشیده از دوآینه در صفحه xz را نمایش می‌دهد، که نوسانات دوره‌ای شدت در راستای x و z به خوبی قابل مشاهده است. شکل ۲(ب) نمایه شدت در راستای محور z را نمایش می‌دهد. همچنین شکل‌های ۲(ج) و ۲(د) نمایه شدت در راستای x برای $z = ۲۰$ mm و $z = ۱۰۰$ mm را نمایش می‌دهد. با توجه به شکل، بیشینه‌های توزیع شدت در راستای محور x تغییر می‌کند که منحصرا به علت پراش ناشی از تکینگی در گرادیان فاز است.



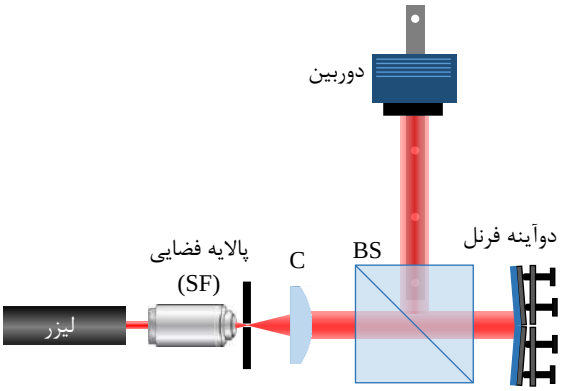
شکل ۲: (الف) توزیع شدت پراشیده از دوآینه فرنل در صفحه xz؛ (ب) نمایه شدت پراشیده در راستای محور z؛ (ج) و (د) نمایه شدت در راستای x برای $z = ۲۰$ mm و $z = ۱۰۰$ mm.

۴- نتایج تجربی

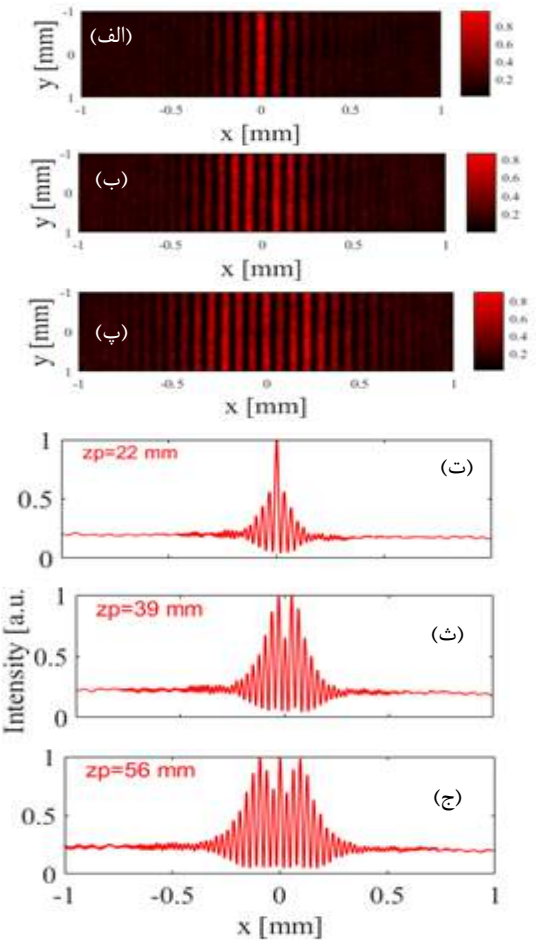
طرح کلی از چیدمان آزمایش در شکل ۳ نمایش داده شده است. از لیزر هلیوم- نئون با طول‌موج ۶۳۲/۸ نانومتر، به عنوان چشمه استفاده شده است. باریکه لیزر با استفاده از یک پالایه فضایی (SF) و یک عدسی موازی‌کننده (C) موازی می‌شود. باریکه موازی شده به طور عمود دوآینه فرنل را روشن می‌کند و باریکه پراشیده شده توسط باریکه‌شکن (BS) به سمت دوربین (Basler, daA2500-14um) هدایت شده و توزیع شدت پراشی توسط دوربین ثبت می‌شود. دوربین روی یک ریل اپتیکی قرار گرفته است که می‌تواند دوربین را در فاصله ۱۰ تا ۲۵۰ میلی‌متر از دو آینه با گام ۱ میلی‌متر حرکت دهد. در هر گام شدت I_n ثبت می‌شود. با بررسی توزیع شدت، Λ_x و Λ_z به ترتیب برابر ۵۱/۷۴±۰/۰۱ µm و ۳۳/۸۲±۰/۰۲mm محاسبه شدند. در شکل۴، توزیع شدت پراشیده شده و نمایه متناظر با آن‌ها برای دو آینه فرنل برای z برابر با

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۲۲، ۳۹ و ۵۶ میلی‌متر نمایش داده شده است.



شکل ۳: طرح کلی از چیدمان آزمایش برای اندازه‌گیری توزیع شدت پراشیده از دو آینه فرنل.



شکل ۴: توزیع شدت پراشیده و نمایه فاز متناظر برای دو آینه فرنل: (الف)، (ب)، (پ) توزیع شدت‌ها و (ت)، (ث) و (ج) نمایه فاز متناظر آن‌ها به ترتیب برای فواصل ۲۲، ۳۹ و ۵۶ میلی‌متر.

با داشتن Λ_x و Λ_z و استفاده از رابطه (۱۲) طول موج نور فرودی ۲±۶۳۳ نانومتر و زاویه دو آینه ۰/۰۰۰۸±۰/۳۵۰۶ درجه به‌دست آمد. عدم قطعیت تعیین α و λ به ترتیب $2\left(\frac{dx}{W}+\frac{dz}{L}\right)$ و $\frac{dx}{W}+\frac{dz}{L}$ است، که L فاصله بین دو نقطه با بیشینه شدت در دو انتهای ناحیه مورد بررسی در امتداد محور z است.

۵- نتیجه‌گیری

در این مقاله، با استفاده از انتگرال فرنل- کیرشهف توزیع شدت پراشیده از دو آینه فرنل محاسبه و نشان داده شد که با مطالعه تغییرات شدت در امتداد انتشار و اندازه‌گیری فاصله فریزهای تداخلی می‌توان طول‌موج نور فرودی و زاویه دو آینه را اندازه‌گیری نمود. همچنین نتایج تئوری به‌طور تجربی مورد تائید قرار گرفت.

مراجع

[1] M. T. Tavassoly, H. Sahloo-bai, and H. R. Khalesifard, “Fresnel diffraction from step in reflection and transmition”, Iranian J. Phys. 5, 237-246, 2001.

[2] M. Amiri and M. T. Tavassoly, “Fresnel diffraction from 1D and 2D phase steps in reflection and transmission modes,” Opt. Commun, **272**, 349–361, 2007.

[3] M. T. Tavassoly, M. Amiri, A. Darudi, R. Aalipour, A. Saber, and A. R. Moradi, “Optical diffractometry,” JOSA A **26**, 540–547, 2009.

[4] H. Salvdari, M. T. Tavassoly, and S. Hosseini, “Fresnel diffraction from a step in the general case,” JOSA A, **34**, 674–680, 2017.

[5] M. T. Tavassoly, I. M. Haghighi, and K. Hassani, “Application of Fresnel diffraction from a phase step to the measurement of film thickness,” Appl. Opt. **48**, 5497–5501, 2009.

[6] M. Taghi Tavassoly and Ahad Saber, “Optical refractometry based on Fresnel diffraction from a phase wedge,” Opt. Lett. 35, 3679-3681, 2010.

[7] S. Hosseini and M. Tavassoly, “The application of a phase step diffractometer in wavemetry,” Journal of Optics, **17**, 035605, 2015.

[8] Rasoul Aalipour, M. Taghi Tavassoly, and Ahmad Darudi, “Superimposing the waves diffracted from two similar hot and cold wires provides the temperature profile around the hot one”, Appl. Opt. 49, 3768-3773, 2010.

[9] Dashtdar, M., & Hosseini-Saber, S. M. A., “Focal length measurement based on Fresnel diffraction from a phase plate.” App. Opt. 55, 7434-7437, 2016.

[۱۰] احد صابر، احسان احدی اخلاقی، محمد تقی توسلی، بررسی پراش فرنل از محیطی با تکینگی در گرادیان فاز، کنفرانس فیزیک ایران، دانشگاه فردوسی مشهد، شهریور ۱۳۹۴.

[11] Dobosz, M. and Kożuchowski, M., “Overview of the laser-wavelength measurement methods,” Optics and Lasers in Engineering, **98**, 107-117, 2017.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

بررسی عملکرد فیلتری فیلم پلیمری PMMA-R6G آلایش شده با نانو ذرات نقره

ایوب صادقی، جواد خلیل زاده و رستم ادیبی

دانشکده علوم پایه دانشگاه جامع امام حسین (ع)، تهران

چکیده - در این مقاله خواص اپتیکی فیلم پلیمری *PMMA-R6G* آلایش شده با نانو ذرات نقره از لحاظ عملکرد فیلتری مورد بررسی قرار گرفته است. نانو ذرات نقره استفاده شده به‌صورت محلول جوهری (قابل پخش در حلال‌های آلی و غیر آلی) با روش احیایی شیمیایی با پایداری بالا تهیه گردید. اندازه و شکل نانو ذرات با استفاده از تصاویر *TEM* تعیین شد. تأثیر غلظت رنگینه بر توان عبوری از نمونه‌ها در حضور و عدم حضور نانو ذرات نقره با استفاده از لیزری با طول‌موج *nm* ۵۳۲ و توان *mW* ۵۰ مورد ارزیابی قرار گرفت. به‌منظور بررسی طیف عبوری فیلم *AgNPs–R6G–PMMA* از طیف‌سنج *CCD-S100* استفاده شد. نتایج حاکی از آن بود که این ترکیب می‌تواند به‌عنوان فیلتری مناسب در محدوده مرئی بویژه در محدود طول‌موجی *nm* ۵۳۲±۵۰ مورد استفاده قرار گیرد.

کلید واژه- فیلتر لیزری، جوهر نانو ذرات نقره، محدودکننده اپتیکی

Investigation of Filtration Operation of Silver Nanoparticles Doped PMMA-R6G Polymeric Film

Ayob Sadeghi, Javad Khalilzadeh, Rostam Adibi

Faculty of Science, Imam Hossein University, Tehran

Abstract- In this paper, the optical properties of PMMA-R6G have been investigated in the presence of silver nanoparticles from the filtering performance point of view .The used silver nanoparticles “inks” (dispersible in organic and inorganic solvents) were prepared by a high stability chemical reduction method. The size and shape of the nanoparticles were determined using the TEM images. The effect of dyes concentration on the transmission power of samples in the presence and absence of silver nanoparticles was evaluated by using a laser with a wavelength of 532 nm and a power of 50 mW. The CCD-S100 spectrometer was used to study the PMMA-R6G-AgNPs film transmission spectrum. The results indicated that this compound could be used as a suitable filter in the visible range, especially at 532 ± 50 nm.

Keywords: Laser Filter, Silver Nanoparticles Inks, Optical Limiting

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

از زمان اختراع منابع نوری با شدت بالا و بویژه لیزر در سال ۱۹۶۰ م نیاز به محافظت از چشم و حسگرهای اپتیکی در برابر نور با توان بالا به‌صورت تصادفی و یا خصمانه تحقیقات قابل‌توجهی را به خود اختصاص داده است. در سال‌های اخیر مواد و تجهیزاتی برای مقابله با این چالش ارائه شده و توسعه یافته است. به‌منظور حفاظت از چشم انسان و سیستم‌های اپتیکی حساس از اثرات مخرب تابش لیزری، شدت نور لیزر فرودی باید به‌موقع کاهش یابد. مواد محدودکننده نوری[۱] (OL) که عمل فیلتر کردن را بلافاصله با ورود نور انجام می‌دهند؛ یک‌راه حل مناسب برای حفاظت از گیرنده‌های حساس اپتیکی به‌حساب می‌آیند. در این مواد نور شدید وارد شده با فرایند هایی همچون جذب، شکست و پراکندگی تا حد زیادی دچار تضعیف شده و در نتیجه شدت تابش منتقل شده کاهش می‌یابد[۱]. توسعه سریع علوم و بویژه فناوری نانو فرصت جدیدی به سنتز مواد محدودکننده نور بخشید. در همین راستا نانو مواد OL تولید و مورد ارزیابی قرار گرفتند و نتایج مطلوبی از خود نشان داده و به‌عنوان کلاس جدیدی از مواد OL در دو نوع آلی و معدنی، در زمینه حفاظت در برابر لیزر ایفای نقش کردند[۲]. از جمله این مواد می‌توان به فتالوسیانین ها، پورفیرین ها ، رنگینه‌های آلی ، کربن نانو تیوب‌ها ، گرافن‌ها و ... اشاره کرد که دارای ماهیتOL هستند[۳] . در این میان نانو ذرات فلزی دارای خواص منحصر به فردی بوده و از جذابیت بیشتری برخوردار هستند زیرا پایداری بیشتری نسبت به نانو مواد دیگر داشته و اغلب با روش‌های شیمیایی کنترل شده به سادگی قابل سنتز می‌باشند. از طرف دیگر پاسخ اپتیکی سریع این نانو ساختارها ناحیه وسیعی از طیف مرئی و فرابنفش را پوشش می‌دهد. محلول‌های کلوئیدی این ذرات بویژه نانو ذرات نقره در ابعاد ۱ تا ۱۰۰ nm علاوه بر رفتارهای اپتیکی خطی، در حالتی دیگر رفتار اپتیکی غیرخطی هم بروز می‌دهند که ناشی از شدت‌های بالای لیزری می‌باشد [۴] . محدودکنندگی اپتیکی پدیده‌ای است که بیانگر مرز بین این دو حالت است. طراحی محدودکننده نوری به گونه‌ای است که در ضمن شفافیت بالا، برای انرژی‌های ورودی کم عبور بالایی دارند در حالی که به باریکه با انرژی بالا اجازه عبور نمی‌دهند. مایر و همکارانش [۵] نشان دادند با پخش کردن رنگینه‌های آلیR6G در PMMA (پلیمر شفاف) می‌توان به یک فیلتر اپتیکی بر اساس جذب نور و تابش فلورسانس دست پیدا کرد. یان و همکارانش [۶] خواص فلورسانسی و خواص اپتیکی غیرخطی فیلم پلیمری R6G-PMMA با تأثیر حضور نانو ذرات نقره مورد بررسی قرار دادند. آن‌ها مشاهده کردند با افزودن نانو ذرات نقره به فیلم پلیمری میزان جذب و فلورسانس اپتیکی نمونه حاصل به طور محسوسی افزایش می‌یابد .

در این پژوهش، ترکیب نانو ذرات نقره و R6G به دلیل داشتن خواص منحصر به فرد به‌عنوان گزینه مناسب برای این هدف مورد بررسی قرار می‌گیرد. نانو ذرات استفاده شده، به روش احیای شیمیایی تهیه شده و خواص آن‌ها مورد ارزیابی قرار گرفت. نمونه‌های تهیه شده با این مواد در بستر پلیمری تحت آنالیزهای لازم قرار گرفته و خواص اپتیکی آن ها مورد مطالعه قرار گرفت. نتایج حاکی از این بود که این ترکیب می‌تواند به‌عنوان یک کاندیدای مناسب جهت استفاده در ادوات حفاظت کننده در مقابل باریکه لیزر مورد استفاده قرار گیرد.

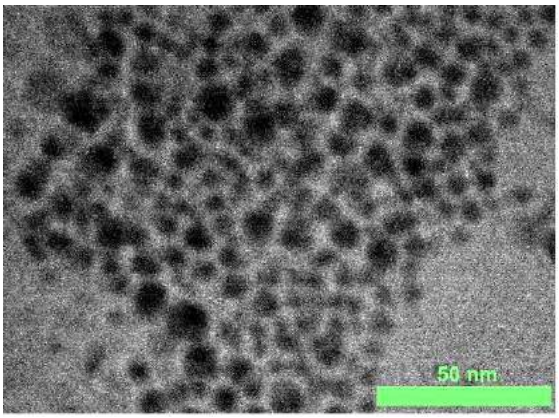
۲- مواد و روش ها

در این کار ابتدا محلول R6G در کلروفرم در دو غلظت متفاوت تهیه و در ظروف جداگانه با محلولPMMA (در کلروفرم) با غلظت $50\,mg\cdot ml^{-1}$ مخلوط گردید. جوهر نانو ذرات نقره استفاده شده در این آزمایش به صورت محلول (در تولوئن) با غلظت $50\,mg\cdot ml^{-1}$، با روش احیای شیمیایی که قبلاً گزارش شده است تهیه گردید[۷] و سپس با افزودن مقدار معینی از این جوهر درکلروفرم، محلول $20\,mg\cdot ml^{-1}$ از این جوهر آماده شد. اندازه و توزیع نانو ذرات با استفاده از تصویر TEM مشخص گردید. اندازه این نانو ذرات نقره در حدود 5 nm و شکل آن‌ها نیز کروی بوده است (شکل۱).

---

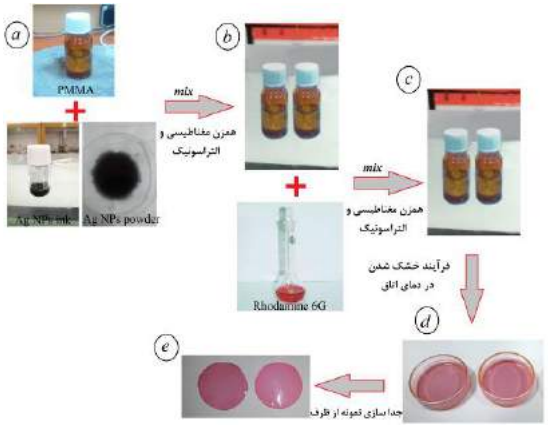
[۱] Optical limiting materials

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد



شکل ۱: تصویر TEM جوهر نانو ذرات نقره

به منظور تهیه فیلم AgNPs-R6G-PMMA مقادیر معینی از جوهر رقیق شده به ژل پلیمری R6G-PMMA افزوده و به منظور یکنواختی محصول نهایی، نمونه‌ها تحت اولتراسونیک و همزن مغناطیسی قرار گرفتند. نمونه‌ها پس از آماده سازی در ظروف شیشه‌ای مناسب ریخته شده و در دمای اتاق خشک شده و از ظرف جدا گردیدند.

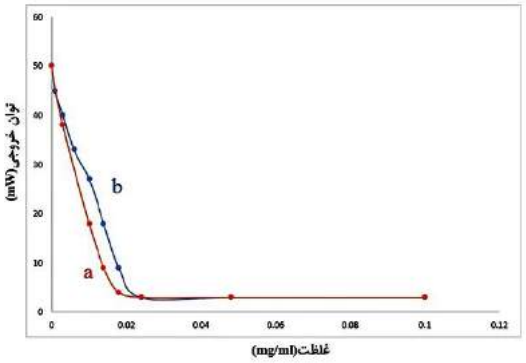


شکل ۲: مراحل ساخت فیلتر پلیمری

۳- نتایج و بحث

یکی از مهم‌ترین پارامترهایی که در خواص اپتیکی و بویژه توان عبوری نمونه‌های پلیمری تأثیرگذار است غلظت محلول رنگینه و مقدار رنگینه‌ای است که در آن وجود دارد. شکل ۳ نشان دهنده اثر غلظت رودامین در فیلم PMMA بر توان عبوری از آن فیلم در حضور نانو ذرات نقره (نمودار a) و در عدم حضور نانو ذرات نقره (نمودار b) می‌باشد. برای این منظور از لیزر دیودی با طول موج ۵۳۲ nm و توان mW ۵۰ به عنوان چشمه اپتیکی استفاده نموده و توان خروجی را با استفاده از آشکارساز تعیین نمودیم. در این آزمایش مشاهده گردید با افزایش غلظت محلول رودامین، میزان عبور دهی نمونه کاهش می‌یابد. افزایش مقدار رنگینه استفاده شده باعث افزایش میزان جذب و پراکندگی شده و در نتیجه عبور نور را کاهش می‌دهد. در مواد OL میزان عبور با افزایش غلظت رنگینه تا حد یک آستانه‌ای کاهش یافته و در توان عبوری مشخصی به اشباع می‌رسد. به‌علاوه مشاهده شد نمونه‌هایی که دارای نانو ذرات نقره هستند، سریع‌تر به اشباع رسیده و میزان افت آن‌ها در مقایسه با نمونه‌های بدون نقره بیشتر است. این افت توان تا مقدار ۳mW کاهش پیدا کرده و پس از آن به اشباع می‌رسد.

محلول رودامین بدون حضور نانو ذرات نقره در غلظت ۰,۰۲۴mg/ml و در حضور نانو ذرات نقره (با افزودن µ۲۰L از محلول $۲۰mg\cdot ml^{-1}$ جوهر نقره) در غلظت ۰,۰۲۰mg/ml به اشباع می رسد.

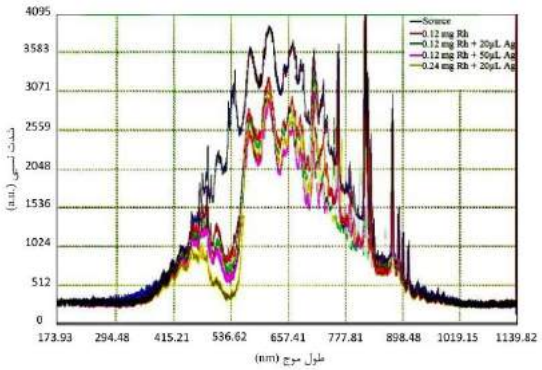


شکل ۳: بررسی اثر غلظت رنگینه بر توان خروجی فیلم پلیمری- نمودارها در توان a ۳mW) در غلظت ۰,۰۲۴mg/ml(بدون حضور نانو ذرات نقره) و b) در غلظت۰,۰۲۰ mg/ml (در حضور نانو ذرات نقره) به اشباع می‌رسند.

به منظور بررسی طیف عبوری و محدوده‌ی طول‌موجی کارایی فیلترهای ساخته شده، از طیف سنج CCD-S100 و یک منبع نور با گستره وسیع (لامپ زنون) استفاده می‌نماییم. در این آزمایش تأثیر افزایش مقدار نانو ذرات استفاده شده بر میزان برهم کنش بین رنگینه رودامین و نانو ذرات نقره و همچنین بر طیف عبوری فیلم پلیمری جامد مورد بررسی قرار می‌گیرد. در این نمونه‌ها مشاهده می‌شود که حضور رنگینه ها باعث افت قوی شدت نور در محدود طول‌موج ۵۳۲±۵۰ nm شده و شدت نور در سایر طول‌موج‌های مرئی را به طور محسوسی کاهش می‌دهد. افزودن نقره به فیلم R6G- PMMA باعث افزایش میزان افت شدت نور شده و با افزایش نقره میزان عبور نور نیز

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

کاهش می‌یابد. با مقایسه دو طیف عبوری (طیف سبز و زرد در شکل ۴) با مقادیر یکسان نانو نقره و مقادیر متفاوت رودامین می‌توان نتیجه گرفت که نمونه‌ای شامل رنگینه بیشتر در محدود طول‌موج ۵۳۲±۵۰ nm جذب مؤثری‌تری را داشته و در سایر طول‌موج‌ها تفاوت اندکی با نمونه‌ی دیگر دارد. این پدیده می‌تواند ناشی از برهم‌کنش بیشتر نانو ذرات نقره با R6G باشد که منجر به جذب بیشتر نور گردیده است. در واقع برهم‌کنش مقدار خاصی از رودامین با مقدار معینی از نقره جذب بهینه از خود نشان می‌دهد.



شکل ۴: طیف عبوری از فیلم‌های تهیه شده با جوهر نانو ذرات نقره

۴- نتیجه‌گیری

در این مقاله نانو ذرات نقره با مکانیزم ساده و با پایداری بالا تهیه شده و تأثیر آن‌ها بر خواص اپتیکی فیلم پلیمری R6G-PMMA مورد بررسی قرار گرفت. مشخص شد افزودن نانو نقره به این ترکیب باعث افزایش کارایی فیلم در کاهش عبور دهی نوری نمونه می‌شود. همچنین مشاهده گردید ترکیب R6G-PMMA-AgNPs در محدوده طول‌موجی مرئی بویژه محدوده nm ۵۳۲±۵۰ به طور مؤثر توان لیزری را کاهش می‌دهد. از میان پارامتر گوناگون غلظت گونه‌های حاضر در PMMA بارزترین نقش را در افت توان عبوری ایفا می‌کنند. به منظور تهیه فیلتر لیزری با کیفیت بالا می‌بایستی از کمینه مقادیر مؤثر در این فیلم استفاده نمود.

سپاسگزاری

به این وسیله از همکاری و راهنمایی جناب آقای اسماعیل سهولی، دانشجوی دکتری دانشگاه جامع امام حسین (ع) تشکر می‌نماییم.

مراجع

[1] M. Calvete, G. Y. Yang, M. Hanack, “Porphyrins and phthalocyanines as materials for optical limiting”, Synthetic Metals, Vol. 141, pp. 231-243, 2004.

[2] H. Gu, S. Li, J. Wang, W. J. Blau, Y. Chen, “Indium (III) and Gallium (III) phthalocyanines-based nanohybrid materials for optical limiting”, Materials Chemistry and Physics, Vol. 137, pp. 188-193, 2012.

[3] J. Wang, Y. Chen, R. Li, H. Dong, Y. Ju, J. He, *et al.*, “Graphene and carbon nanotube polymer composites for laser protection”, Journal of Inorganic and Organometallic Polymers and Materials, Vol. 21, pp. 736-746, 2011.

[4] Z. S. Koontz, “Synthesis, characterization, functionalization and optical properties of silver nanostructures”, PhD Thesis, Clemson University, 2012.

[5] T. Meier and S. D. Solares, “Rhodamine-doped nanoporous polymer films as high-performance anti-reflection coatings and optical filters”, Nanoscale, Vol. 8, pp. 17675-17685, 2016.

[6] D. Yan, S. You-Yi, W. Pei, Z. Dou-Guo, J. Xiao-Jin, M. Hai, *et al*., “Effect of Ag nanoparticles on optical properties of R6G doped PMMA films”, Chinese Physics Letters,Vol. 24, p. 954, 2007.

[7] L. Polavarapu, K. K. Manga, K. Yu, P. K. Ang, H. D. Cao, J. Balapanuru, *et al.*, “Alkylamine capped metal nanoparticle “inks” for printable SERS substrates , electronics and broadband photodetectors”, Nanoscale, Vol. 3, pp. 2268-2274, 2011.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

بیست و چهارمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک و
دهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران
۱۰ الی ۱۲ بهمن ۹۶ - دانشگاه شهرکرد
24th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2018) and
9th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2018)
Jan 30 - Feb 1 , 2018 - Shahrekord University

بررسی اثر تغییر حلال بر مشخصات فوتوولتایی سلول خورشیدی پروسکایتی با روش لایه‌نشانی چرخشی دومرحله‌ای

مجید خدابنده[۱] ، زهرا باقری[۱] ، احمد مشاعی[۱] ، سارا عباسیان[۲]، سبا نظامی نژاد[۱] ،امیر حسین مردی[۱]
[۱]دانشگاه تربیت مدرس، دانشکده فیزیک، بخش فیزیک
[۲] پژوهشگاه دانش‌های بنیادی ، پژوهشکده فیزیک

چکیده – لایه پروسکایت نقش مهمی در بهبود عملکرد سلول‌های خورشیدی پروسکایتی دارد و در واقع لایه جاذب نور خورشید است. حلال‌هایی که برای ساخت لایه پروسکایت مورد استفاده قرار می گیرند در کیفیت و عملکرد سلول‌های خورشیدی ساخته شده تاثیرگذار است. در این پژوهش پارامترهای فوتوولتایی سلول‌های خورشیدی ساخته شده در دو حلال آلی مورد بررسی قرار گرفت. برای لایه‌نشانی پروسکایت از روش لایه‌نشانی چرخشی دومرحله‌ای استفاده شد. در مرحله اول سرب‌ید در دو حلال مختلف دی‌متیل‌فرمامید(*DMF*) و دی‌متیل‌سولفوکسید(*DMSO*) حل شد و به روش لایه‌نشانی چرخشی بر روی لایه تیتانیوم‌دی‌اکسید قرار گرفت. در مرحله دوم محلول متیل‌آمونیوم یدید(*MAI*) به روش لایه‌نشانی چرخشی بر روی سرب‌ید نشانده شد. نتیجه این دو مرحله لایه‌نشانی قرار گرفتن لایه پروسکایت $MAPbI_3$ بر روی لایه متخلل TiO_2 است. نتایج نشان میدهد که پارامترهای فتولتایی و نیز مورفولوژی لایه به دست آمده از حلال *DMF* مطلوب تر است.

کلید واژه-سلول خورشیدی پروسکایتی، دی‌متیل‌فرمامید- دی‌متیل‌سولفوکسید- حلال های آلی- لایه نشانی چرخشی دو مرحله ای

Investigation of the effect of solvents on photovoltaic parameters of perovskite solar cells by two-step spin coating method

M.khodabandeh, Z. Bagheri, A. Moshaii*, A.Hosseinmardi, S.Abbasian, S.Nezaminezhad

[a] Department of Physics, Tarbiat Modares University

[b] Institue for Research in Fundamental Science (IPM)

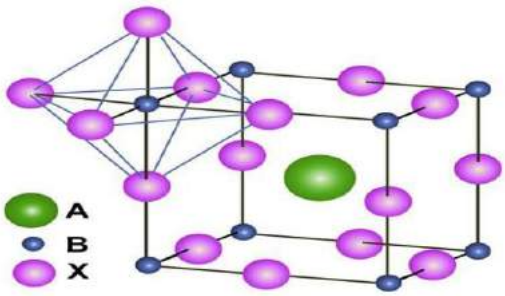
Abstract– perovskite layers as a absorbing light play a key role in improving the performance of perovskite solar cells. The solvents used to make the perovskite layer are effective in the quality and operation of the solar cells. In this study, photovoltaic parameters of solar cells made with two organic solvents were investigated. Deposition were used by two step method. In the first step, lead was dissolved in two different organic solvents of dimethylformamide (DMF) and dimethylsulfoxide (DMSO) separately and deposited on a titanium oxide layer by rotary coating. In the second step, methyl aammonium iodide solution (MAI) was spin coated on lead iodide. The result of these two stages lead to formation of the $MAPbI_3$ layer on the TiO_2 porous layer. Studies show that, the photovoltaic parameters and morphology of the layer created with the DMF solvent is more favorable.

Keywords: perovskite solar cell, DMF, DMSO, Organic solvent, Two step spin coating.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

در سال‌های اخیر استفاده از ترکیبات پروسکایت آلی-معدنی به عنوان جاذب نور در زمینه ساخت سلول‌های خورشیدی افزایش چشمگیری داشته است. به موادی با ساختار شیمیایی ABX_3 پروسکایت می‌گویند. A کاتیون تک ظرفیتی آلی یا معدنی ($CH_3NH_3^+$ ، $CH(NH_2)_2^+$ و Cs^+) ، B کاتیون فلزی دو ظرفیتی (Pb^{2+},Sn^{2+},Ge^{2+}) و X آنیون تک ظرفیتی (هالوژن‌های Cl^-,Br^-,I^-) است. ساختار کریستالی آن همانند شکل۱ است[۱]. اولین بار در سال ۲۰۰۹ میاساکا و همکارانش[۲]، از پروسکایت به عنوان رنگدانه در سلول‌های خورشیدی حساس شده به رنگدانه استفاده کردند و به بازده ۳,۸ درصد رسیدند. از آن زمان پژهش های زیادی در این زمینه انجام شده است و بازدهی سلول های خورشیدی پروسکایتی اخیرا به بیش از ۲۲ درصد رسیده است[۳]. پروسکایت‌ها ویژگی‌های اپتیکی و الکتریکی مطلوبی دارند که از آن جمله می توان ضریب جذب بالا[۴]، تحریک پذیری زیاد حامل‌های بار[۵]، گاف نواری مستقیم[۶]، طول نفوذ زیاد[۷] را می‌توان نام برد.



شکل۱: ساختار کریستالی پروسکایت، ABX_3

حلال‌هایی که برای ساخت لایه پروسکایت مورد استفاده قرار می گیرند در کیفیت و عملکرد سلول‌های خورشیدی ساخته شده تاثیرگذار است[۸]. در این پژوهش اثر تغییر حلال بر عملکرد سلول خورشیدی پروسکاتی مورد بررسی قرار گرفته است به این صورت که در مرحله ساخت لایه پروسکایت از دو نوع حلال دی متیل فرمامید(DMF) و دی‌متیل سولفواکسید (DMSO) مورد استفاده قرار گرفت. پارامترهای فوتوولتایی سلول‌های خورشیدی ساخته شده با دو حلال مذکور اندازه‌گیری و مقایسه شد.

۲- روش انجام آزمایش

۲-۱- مواد موردنیاز

شیشه رسانا (FTO)، هیدروکلریک اسید، پودر روی، اتانول، استون، محلول تیتانیوم ایزوپروپوکسید، خمیر نانوساختار تیتانیوم دی‌اکسید، پودر سرب یدید، پودر متیل آمونیوم یدید، دی متیل فرمامید(DMF) ، دی‌متیل سولفواکسید(DMSO)

۲-۲- روش ساخت سلول

برای ساخت سلول خورشیدی پروسکایتی، ابتدا قسمتی از زیرلایه شیشه رسانا (FTO) توسط پودر روی و محلول ۲ مولاریته هیدروکلریک اسید لایه برداری شد. سپس شیشه رسانا ابتدا با کف صابون و آب دیونیزه شستشو شد و سپس به ترتیب ۱۵ دقیقه در حمام اولتراسونیک با استون و اتانول قرار گرفت. پس از خشک شدن زیرلایه ها، لایه سدکننده حفره TiO_2 با استفاده از لایه نشانی چرخشی محلول اسیدی تیتانیوم ایزوپروپوکسید در اتانول و پخت در ۵۰۰ درجه سانتی‌گراد به مدت ۳۰ دقیقه به دست آمد. برای به دست آوردن لایه متراکم یکنواخت، زیر لایه ها در محلول ۴۰ میلی‌مولار تیتانیوم تتراکلرید به مدت ۳۰ دقیقه در دمای ۷۰ درجه سانتی‌گراد غوطه‌ور گردید و سپس با آب دیونیزه شسته شده و به مدت ۳۰ دقیقه تحت دمای ۵۰۰ درجه سانتی‌گراد قرار گرفت. لایه متخلل TiO_2 با لایه نشانی چرخشی محلول خمیر نانوساختار TiO_2 رقیق شده در اتانول و قرارگیری در دمای ۵۰۰ درجه سانتی‌گراد به مدت ۳۰ دقیقه تشکیل شد. دوباره لایه متخلل در محلول تیتانیوم تتراکلرید ۴۰ میلی مولار به مدت ۳۰ دقیقه تحت دمای ۵۰۰ درجه سانتی‌گراد قرار گرفت. برای پروسکایت $MAPbI_3$ ، از روش لایه‌نشانی چرخشی دومرحله‌ای استفاده شد، برای پروسکایت نوع اول، محلول ۱ مولار سرب یدید در دی متیل فرمامید (DMF) و برای پروسکایت نوع دوم، محلول ۱ مولار سرب یدید در دی متیل سولفوکسید (DMSO) تهیه شدند و در دمای ۷۰ درجه سانتی‌گراد تحت چرخش قرار گرفتند سپس هر دو محلول حاصل به روش چرخشی لایه نشانی شدند و مدت ۳ دقیقه

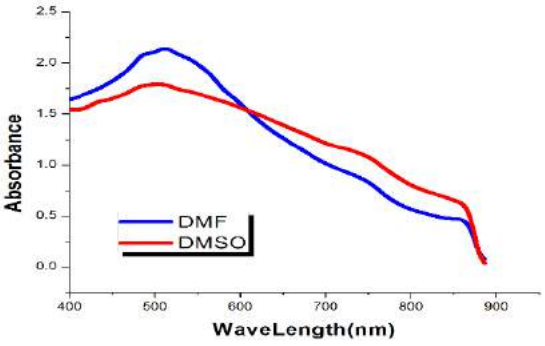
[۱] Miyasaka et al

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

در ۴۰ درجه سانتی‌گراد و ۵ دقیقه در ۱۰۰ درجه سانتی-گراد خشک شدند. پس از خشک شدن زیرلایه‌ها محلول متیل آمونیوم یدید در ایزوپروپانول به صورت چرخشی روی زیرلایه سرب یدید لایه نشانی شده و به مدت ۵ دقیقه در ۱۰۰ درجه سانتی‌گراد خشک شد. برای لایه انتقال دهنده حفره از محلول Spiro-OMeTAD به روش چرخشی روی لایه پروسکایت لایه‌نشانی شد. سرانجام ۶۰ نانومتر لایه طلا به روش تبخیر حرارتی (PVD[۲]) روی لایه Spiro-OMeTAD لایه نشانی شد.

۲-۳- نتایج و نمودارها

لایه پروسکایت در سلول‌های خورشیدی در واقع لایه جاذب نور خورشید است. شکل ۳ نمودار جذب نمونه‌های پروسکایت ساخته شده با دو حلال DMF و DMSO با طیف سنجی uv-vis را نشان می‌دهد. همانطور که در شکل مشخص است در ناحیه طول موجی ۴۰۰ تا ۶۰۰ نانومتر درصد جذب لایه پروسکایت ساخته شده با حلال DMF نسبت به DMSO بیشتر است. البته افزایش جذب در این حالت لزوما به معنی نتایج بهتر در سلول‌های خورشیدی ساخته شده با این لایه‌ها نیست، چون فوتون جذب شده باید بتواند تولید زوج الکترون و حفره کرده و این الکترون و حفره باید بتوانند از لایه‌ها عبور کرده و جریان بهتری را برای سلول فراهم کنند.



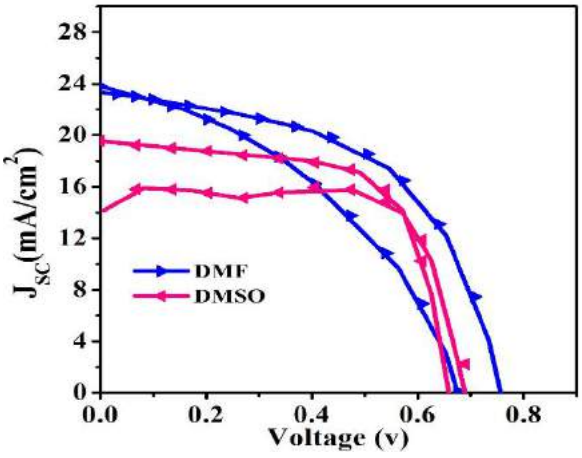
شکل۳. نمودار جذب بر حسب طول سلول ساخته شده حلال DMF و DMSO

برای بررسی بیشتر کمیت‌های فووتولتایی سلول‌های خورشیدی ساخته شده، تغییرات جریان-ولتاژ هر سلول تحتتابش‌دهی AM1.5G, 100mWcm^2 اندازه گیری شد.

پارامترهای ولتاژ مدار باز(V_{oc})، چگالی جریان مدار کوتاه(J_{sc})، ضریب پرشدگی(FF) و بازده تبدیل توان سلول(PCE) در جدول ۱ گردآوری شده است. همان طور که نتایج جدول ۱ و شکل ۴ نشان می‌دهد سلول خورشیدی پروسکایتی ساخته شده با حلال DMF مشخصات فوتولتایی بهتری را نشان می‌دهد.

جدول۱. پارامترهای فوتوولتایی به دست آمده برای سلول‌های خورشیدی پروسکایتی ساخته شده بر پایه دو حلال DMF و DMSO

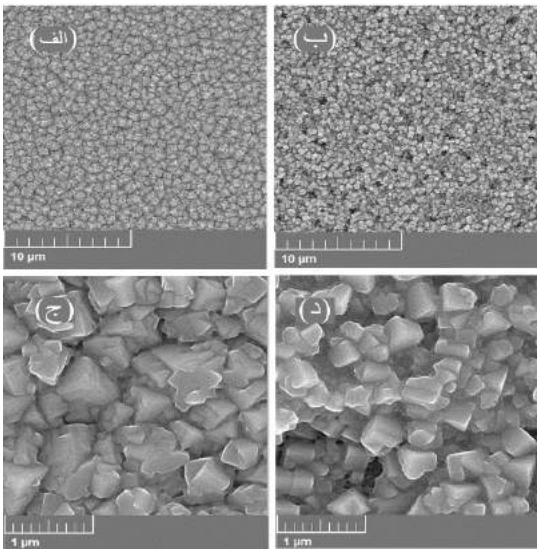
پروسکایت $MAPbI_3$ در حلال	Sweep Direction	V_{OC} (V)	j_{sc} (mA/cm^2)	FF	PCE %
DMF	FS	0.76	**20.8**	0.45	7.2
	RS	**0.78**	16.1	**0.69**	**8.7**
DMSO	FS	0.71	17.5	0.55	6.8
	RS	0.73	16.9	0.60	7.5



شکل۱ نمودار چگالی جریان بر حسب ولتاژ برای سلول‌های ساخته شده در دو حلال DMF و DMSO

[۲] Physical Vapor Deposition

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد



شکل۵ تصاویر SEM تهیه شده از سطح از سطح نمونه‌های پروسکایت ساخته شده در حلال DMF (الف، ج) و حلال DMSO (ب، د)

در شکل ۵ تصویر SEM لایه های پروسکایت ایجاد شده با دو حلال DMF و DMSO با دو بزرگنمایی مختلف نشان داده شده است. مقایسه لایه پروسکایت ایجاد شده با حلال DMF (شکل ۵-الف) با لایه ایجاد شده با حلال DMSO (شکل ۵-ب) در مقیاس ۱۰ میکرومتر نشان‌دهنده پوشش-دهی یکنواخت‌تر و ساختار عاری از منفذ لایه پروسکایت ایجاد شده با حلال DMF است. شکل ۵- ج و شکل ۵-د همین نتایج را با بزرگنمایی بیشتر تایید می‌کند. پوشش-دهی مناسب و بهتر لایه پروسکایت از اهمیت زیادی در سلول‌های خورشیدی پروسکایتی برخوردار است. منافذ ساختار پروسکایت، احتمال افزایش نفوذ و برخورد لایه انتقال‌دهنده الکترون و حفره را بیشتر کرده و باعث کاهش کارایی سلول‌های خورشیدی ساخته شده می‌گردد.

جدول۲. ویژگی‌های فیزیکی حلال های DMF و DMSO

حلال	نقطه جوش (°C)	چگالی (g/mL, 25 °C)	وزن مولکولی (g/mol)	چسبندگی (mPa·s, 25 °C)
DMF	۱۵۳	۰,۹۴۴	۷۳,۰۹	۰,۸
DMSO	۱۸۹	۱,۰۹۵	۷۸,۱۳	۲,۰

با توجه به جدول۲ که خواص فیزیکی حلال‌های استفاده شده در این آزمایش را نشان می‌دهد، سرعت تبخیر بالا و چسبندگی پایین DMF خالص نسبت به DMSO خالص برای تشکیل لایه پروسکایت مناسب‌تر می‌باشد.

نتیجه‌گیری

نقش حلال‌هایی که برای ساخت لایه پروسکایت مورد استفاده قرار می گیرند در کیفیت و عملکرد سلول‌های خورشیدی ساخته شده غیر قابل انکار است. در این پژوهش پارامترهای فوتوولتایی سلول‌های خورشیدی ساخته شده در دو حلال آلی دی‌متیل‌فرمامید (DMF) و دی‌متیل-سولفوکسید(DMSO) مورد بررسی قرار گرفت. برای لایه-نشانی پروسکایت $MAPbI_3$ از روش لایه‌نشانی چرخشی دومرحله‌ای استفاده شده است. نتایج نشان می‌دهد پارامترهای فوتوولتایی و نیز مورفولوژی لایه به دست آمده با حلال DMF مطلوب تر است.

مراجع

[۱] Cheng, Z. and J. Lin, *Layered organic–inorganic hybrid perovskites: structure, optical properties, film preparation, patterning and templating engineering.* CrystEngComm, 2010. **12**(10): p. 2646-2662.

[۲] Kojima, A., et al., *Organometal halide perovskites as visible-light sensitizers for photovoltaic cells.* Journal of the American Chemical Society, 2009. **131**(17): p. 6050-6051.

[۳] NREL Best Research-Cell Efficiencies. Available online httpwww.nrel.govncpvimagesefficiency_chart.jpg (accessed on 26 August 2016).

[۴] Kojima, A., et al., *Highly luminescent lead bromide perovskite nanoparticles synthesized with porous alumina media.* Chemistry Letters, 2012. **41**(4): p. 397-399.

[۵] Kagan, C., D. Mitzi, and C. Dimitrakopoulos, *Organic-inorganic hybrid materials as semiconducting channels in thin-film field-effect transistors.* Science, 1999. **286**(5441): p. 945-947.

[۶] Mei, A., et al., *A hole-conductor–free, fully printable mesoscopic perovskite solar cell with high stability.* Science, 2014. **345**(6194): p. 295-298.

[۷] Stranks, S.D., et al., *Electron-hole diffusion lengths exceeding 1 micrometer in an organometal trihalide perovskite absorber.* Science, 2013. **342**(6156): p. 341-344.

[۸] Cai, B., W.-H. Zhang, and J. Qiu, *Solvent engineering of spin-coating solutions for planar-structured high-efficiency perovskite solar cells.* Chinese Journal of Catalysis, 2015. **36**(8): p. 1183-1190.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

افزایش حساسیت بیوسنسور نوری پلاسمونی مبتنی بر نانوساختار گرافن- MoS_2

سیروس ندری و حمید واحد

دانشکده مهندسی فناوری های نوین، دانشگاه تبریز، تبریز، ایران

چکیده- بیوسنسورهای نوری مبتنی بر تشدید پلاسمون سطحی (SPR) در حوزه بیوفتونیک بسیار مهم بوده و میتواند جهت مطالعه پیوندهای پروئتینی، آشکارسازی آنزیمها و هیبریداسیون DNA جهت تشخیص بیماری استفاده گردند. در این مقاله، بیوسنسور نوری مبتنی بر SPR، با استفاده ار ساختار لایه‌ای نانوکامپوزیت طلا-دی سولفید مولیبدن-گرافن طراحی شده است. تاثیر حضور نانوکامپوزیت طلا بر میزان حساسیت بیوسنسور بررسی شده است. همچنین، نتایج ما نشان می‌دهد که بیشترین میزان حساسیت این بیوسنسور به ازای ضخامت ۳۰ نانومتری لایه نانوکامپوزیت ، ۹ لایه دی سولفید مولیبدن و ۳ لایه گرافن برابر با ۱۰۶/۱۶ deg/RUI محاسبه شده است.

کلید واژه - بیو سنسور، حساسیت، تشدید پلاسمون سطحی، نانوکامپوزیت

Enhanced Sensitivity of the Plasmonic Optical Biosensor Based on Graphene-MoS_2 Nanostructure

Cyrus Nadri and Hamid Vahed

School Of Engineering Emerging Technologies University of Tabriz, Tabriz, Iran

Abstract-The Optical Biosensor based on Surface Plasmon Resonance (SPR) are an important component in Bio-photonic field. These biosensors are applicable for investigation of protein binding, enzymes detection and DNA hybridization for medical diagnostics. In this paper, the optical biosensor based on SPR is designed by using nanocomposite- MoS_2 –graphene layered structure. We investigated the presence of the Au nanocomposite layer on the biosensor sensitivity. Also, our results show that the biosensor with nanocomposite layer thickness of 30 nm, 9 layer of MoS_2 and 3 layer of graphene have the maximum sensitivity 106.16 deg/RUI.

Keywords: Biosensor, Nano-composite, Sensitivity, Surface Plasmon Resonance.

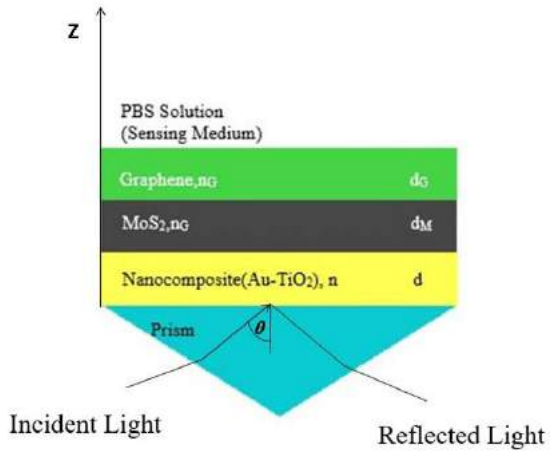
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

در طول دهه های گذشته، سنسورهای نوری مبتنی بر تشدید پلاسمون سطحی (SPR)، برای کاربردهای تشخیصی در حوزه پزشکی، توجه بیشتری به خود جلب کرده‌اند[۱]. هیبریداسیونDNA، به عنوان یک روش بیولوژیکی که ارتباط ژنتیکی بین رشته‌های DNA دو ارگانیسم را ارزیابی می‌کند، مورد توجه محققین زیادی قرار گرفته است. تکنولوژی تشدید پلاسمون سطحی، پیشرفتهای بزرگی در زمینه تصویربرداری و تشخیص های پزشکی از جمله هیبریداسیون DNA به دلیل ابعاد کوچک، وزن پایین، قابلیت اطمینان بالا و حساسیت زیاد به دنبال داشته است [۲]. برای تحریک پلاسمونهای سطحی در مرز مشترک بین فلز و دی‌الکتریک، الکترون های باند هدایت فلز باید قادر به تشدید با نور فرودی بر سطح در یک طول موج مشخص باشند. سنسورهای نوری مبتنی بر تشدید پلاسمونهای سطحی، بر دو ساختار کرتشمن و اُتو استوار هستند. در بیوسنسورهای مبتنی بر تشدید پلاسمون سطحی، معمولا طلا یا نقره برای جداسازی محیط حسگری و منشور، به صورت مستقیم بر روی منشور پوشش داده می‌شد. طلا به عنوان یکی از مناسب ترین مواد، به دلیل مقاومت بالا در برابر اکسیداسیون و داشتن پایداری شیمیایی بالا به عنوان فلز مورد استفاده قرار می‌گیرد. با این حال، قابلیت اندرکنش بیومولکولها با طلا پایین است، بنابراین باعث کاهش حساسیت سنسور می‌شود. برای رفع این مشکل، در مطالعات اخیر بر روی ساختار بیوسنسورها از یک یا چند لایه گرافن به دلیل بالا بودن نسبت سطح به حجم و تحرک پذیری الکتریکی بالا و ساختار اتمی پایدار استفاده شده است [۳]. عدم وجود گاف باند در گرافن، از افزایش قابل ملاحظه حساسیت بیوسنسورهای مبتنی بر گرافن ممانعت می‌کند. بنابراین، در جدیدترین طرح پیشنهادی برای افزایش حساسیت بیوسنسورها، نانوساختار هیبریدی مبتنی بر مولیبدن دی سولفید (MoS_2) – گرافن پیشنهاد شده است[۲]. مولیبدن دی سولفید (MoS_2) نیز همانند گرافن میتواند بصورت لایه دوبعدی توسط روش CVD سنتز گردد و در مقایسه با گرافن دارای گاف باند(1.8 eV)، جذب نوری بالاتر (۵٪) و تابع کار بزرگتر (5.1 eV) می‌باشد [۴]. در این مقاله، برای بهره بردن از خواص گرافن و MoS_2، از هر دو ماده در طراحی ساختار دو بیوسنسور پیشنهادی استفاده شده است. همچنین، در طراحی ساختار یکی از بیوسنسورها، بر روی منشور از لایه فلزی و در ساختار بیوسنسور دوم از لایه نانوکامپوزیت استفاده شده است و حساسیت بیوسنسور در هر دو حالت محاسبه و مقایسه شده است.

۲- ساختار بیوسنسور پیشنهادی

دو ساختار برای بیوسنسور نوری پیشنهاد شده است. در ساختار اول، ابتدا یک لایه طلا بر روی منشور رشد داده شده است و سپس بر روی لایه طلا، به ترتیب MoS2 و گرافن لایه‌نشانی شده است. در ساختار پیشنهادی دوم، بجای لایه طلا، از نانوکامپوزیت طلا-دی اکسید تیتانیوم (TiO2) استفاده شده است. بنابراین ساختار دوم شامل، نانوکامپوزیت طلا-دی اکسید تیتانیوم، MoS2 و گرافن است که بطور شماتیک در شکل (۱) نشان داده شده است. ضریب شکست منشور در هر دو ساختار، ۱/۷۲۳ است. ضخامت MoS2، dMoS2=M×۰/۶۵ و ضخامت گرافن dGraphene=L×۰/۳۴ انتخاب شده است که M، تعداد لایه-های MoS2 و L، تعداد لایه‌های گرافن است. ضریب شکست طلا، MoS2 و گرافن در هر دو ساختار به ترتیب برابر با ۰/۳+۱۷۲۶/۴۲۱۸i، ۵/۰+۹/۸i و ۱+۳/۱۴۸۷i است[۲]. ضخامت طلا در ساختار اول و ضخامت لایه نانوکامپوزیت در ساختار دوم برابر ۳۰ نانومتر انتخاب شده است.



شکل۱: تصویر شماتیک از ساختار پیشنهادی بیوسنسور نوری مبتنی بر تشدید پلاسمون سطحی حاوی لایه‌های نانوکامپوزیت، MoS_2 و گرافن.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۳- مدل‌بندی ریاضی از بیوسنسور

در هر دو ساختار برای محاسبه میزان انعکاس‌دهی نور از روش ماتریس انتقال (TMM) استفاده شده است. برای هر لایه، ماتریس انتقال به صورت مجزا محاسبه شده و سپس با ضرب کردن ماتریسهای انتقال لایه‌ها، ماتریس انتقال کل ساختار به دست می‌آید [۳]:

$$M_{ij}=\left(\prod_{k=2}^{N-1}M_k\right)_{ij}=\begin{pmatrix}M_{11} & M_{12}\\ M_{21} & M_{22}\end{pmatrix} \quad (۱)$$

$$M_k=\begin{pmatrix}\cos\beta_k & -(i\sin\beta_k)/q_k\\ -iq_k\sin\beta_k & \cos\beta_k\end{pmatrix} \quad (۲)$$

$$q_k=(\varepsilon_k-n_1^2\sin^2\theta_1)^{1/2}/\varepsilon_k \quad (۳)$$

$$\beta_k=(2\pi d_k/\lambda)(\varepsilon_k-n_1^2\sin^2\theta_1)^{1/2} \quad (۴)$$

که ضریب انعکاس برای نور پلاریزه-P برابر است با:

$$r_p=\frac{(M_{11}+M_{12}q_N)q_1-(M_{21}+M_{22}q_N)}{(M_{11}+M_{12}q_N)q_1+(M_{21}+M_{22}q_N)} \quad (۵)$$

و در نهایت انعکاس‌دهی نور پلاریزه-P برابر با $R_p=\left|r_p\right|^2$ خواهد بود. در این روابط، ε_k، ثابت دی‌الکتریک لایه kام، d_k ضخامت لایه kام، θ_1 زاویه ورودی، λ، طول موج و n_1، ضریب شکست منشور است.

در ساختار دوم، از لایه نانوکامپوزیت استفاده شده است. ماده نانوکامپوزیت چیدمانی از نانوذرات فلزی در یک ماده میزبان دی‌الکتریک است که اگر اندازه نانوذرات از طول موج نور کوچکتر باشد ثابت دی‌الکتریک موثر نانوکامپوزیت از مدل ماکسول-گارنت برابر خواهد بود با[۵و۶]:

$$\varepsilon_{eff}=\varepsilon_2\left[\frac{\varepsilon_1+2\varepsilon_2+2f(\varepsilon_1+\varepsilon_2)}{\varepsilon_1+2\varepsilon_2-2f(\varepsilon_1+\varepsilon_2)}\right] \quad (۶)$$

که ε_1، ثابت دی‌الکتریک نانوذرات فلزی، ε_2، ثابت دی-الکتریک ماده دی‌الکتریک میزبان و f، کسر حجمی نانوذرات فلزی، که اینجا برابر با ۰/۶۵ انتخاب شده است. در این مقاله، لایه نانوکامپوزیت حاوی نانوذرات طلا در ماده میزبان دی اکسید تیتانیوم (TiO_2) است. ثابت دی‌الکتریک طلا طبق مدل Drude برابر است با[۵]:

$$\varepsilon_1=1-\frac{\lambda^2\lambda_c}{\lambda_p^2(\lambda_c+i\lambda)} \quad (۷)$$

که λ_p و λ_c به ترتیب نشانگر طول موج پلاسما و طول موج نور برخوردی است که به ترتیب برابر با $1.6826\times10^{-7}m$ و $8.9348\times10^{-7}m$ است. ضریب شکست ماده میزبان نانوکامپوزیت، دی اکسید تیتانیوم(TiO_2) برابر است با:

$$n_{TiO_2}=\sqrt{5.913+\frac{0.2441}{\lambda^2-0.0843}} \quad (۷)$$

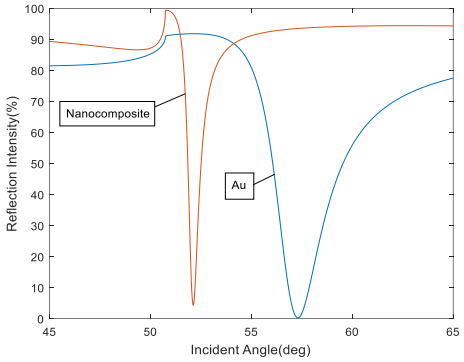
مهم ترین پارامتر برای سنجش یک بیوسنسور، میزان حساسیت آن است. حساسیت را میتوان بصورت نسبت تغییرات زاویه تشدید پلاسمون سطحی به تغییرات ضریب شکست محیط حسگری در زاویه برخوردی بصورت $S=\frac{\Delta\theta_{SPR}}{\Delta n_s}$ بر حسب deg/RIU تعریف کرد.

۴- نتایج وبحث‌ها

میزان انعکاس‌دهی برای دو ساختار پیشنهادی بعنوان بیوسنسور به ازای زاویه ورودی در شکل ۲ رسم شده است. با مقایسه دو منحنی در شکل ۲، کاملا مشخص است که ساختار شامل نانوکامپوزیت-MoS_2- گرافن، نسبت به ساختار طلا-MoS_2 - گرافن از لحاظ میزان انعکاس‌دهی و پهنای منحنی از وضعیت بهتری برخوردار است. محاسبات انجام گرفته نشان می‌دهد که بالاترین حساسیت بیوسنسور برای ساختار اول شامل طلا-MoS2-گرافن، به ازای دو لایه از MoS_2 و یک لایه از گرافن حاصل شده است که میزان حساسیت ۸۹/۲۹ deg/RIU برای طول موج برخوردی ۶۳۳ نانومتر به دست آمده است. برای ساختار دوم پیشنهادی شامل نانوکامپوزیت-MoS_2 -گرافن، بالاترین میزان حساسیت بیوسنسور، برای تعداد لایه های مولیبدن دی سولفید ۹ و تعداد لایه های گرافن ۳ حاصل شده است که برابر با ۱۰۶/۱۶deg/RIUاست. در این ساختار، ضخامت نانوکامپوزیت ۳۰نانومتر و طول موج نور برخوردی ۶۰۰

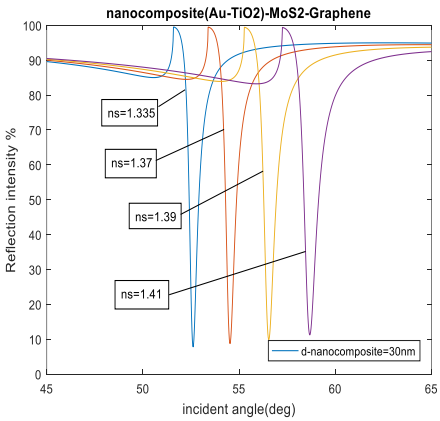
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

نانومتر است.



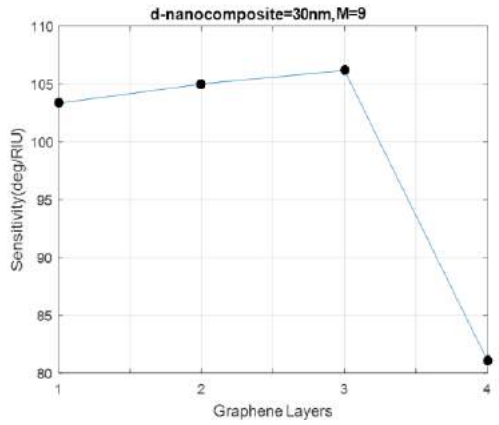
شکل ۲ : مقایسه میزان انعکاس‌دهی بیوسنسور نوری که لایه اول ساختار، لایه طلا (منحنی آبی) یا نانوکامپوزیت (منحنی قرمز) است.

در شکل ۳، میزان انعکاس‌دهی ساختار پیشنهادی بیوسنسور حاوی لایه نانوکامپوزیت به ازای مقادیر متفاوت ضریب شکست محیط حسگری از ۱/۳۳۵ به ۱/۴۱ بر حسب زاویه ورودی رسم شده است که شیفت قابل ملاحظه زاویه تشدیدی با تغییر ضریب شکست کاملا مشهود است. محیط حسگری در این بیوسنسورها، محلول نمکِ فسفات با ضریب شکست ۱/۳۳۵ است. زمانی که این ضریب شکست از ۱/۳۳۵ به ۱/۴۱ تغییر می‌یابد(Δn_s)، زاویه تشدیدی از ۵۲/۳۰ درجه به ۵۸/۶۷ درجه افزایش می‌یابد.



شکل ۳: تغییرات میزان انعکاس‌دهی بیوسنسور نسبت به تغییر ضریب شکست محیط حسگری.

در شکل ۴، میزان حساسیت بیوسنسور حاوی لایه نانوکامپوزیت طلا-TiO_2 به ضخامت ۳۰ نانومتر و ۹ لایه MoS_2 و برای یک ، دو، سه و چهار لایه گرافن محاسبه و رسم شده است که بالاترین میزان حساسیت برابر ۱۰۶/۱۶ deg/RUI به ازای سه لایه گرافن بدست آمده است.



شکل ۴: تغییرات میزان حساسیت بیوسنسور نسبت به تغییر تعداد لایه های گرافن از ۱ به ۴.

۵- نتیجه‌گیری

در این مقاله، بیوسنسور نوری SPR حاوی ساختار نانوکامپوزیت-MoS_2 - گرافن طراحی شد و بهبود حساسیت بیوسنسور به علت حضور لایه نانوکامپوزیت نسبت به بیوسنسور حاوی لایه فلزی طلا نشان داده شد. نتاج محاسبات نشان داد که بیوسنسور حاوی لایه نانوکامپوزیت به ضخامت ۳۰ نانومتر، شامل ۹ لایه MoS_2 و ۳ لایه گرافن دارای بیشترین حساسیت به میزان ۱۰۶/۱۶ deg/RUI است.

مراجع

[1] J. Homola, *Surface Plasmon Resonance Based Sensors*, p.3, Springer, 2006

[2] M. S. Rahman, M.d. Shamim Anower, Md. Hasan, B. Hossain, Md. Ismail Haque , "*Design and numerical analysis of highly sensitive Au-MoS_2-Graphene based hybrid surface Plasmon resonance biosensor*", Opt.Com., Vol. 396, No. 43, pp. 1-274 (2017).

[3] K. V. Sreekanth, S. Zeng, K .T. Yong, T. Yu, "*Sensitivity enhanced biosensor sing graphene-basd one-dimensional photonic crystal*", Sensors and Actuators B: Chemical. , Vol. 182, No. 55, pp. 1-818 (2013)

[4] Zeng, Shuwen, et al. "*Graphene–MoS_2 hybrid nanostructures enhanced surface plasmon resonance biosensors*." Sensors and Actuators B: Chemical 207: 801-810 (2015).

[5] M. Rani, S. Shukla, N. K. Sharma, V .Sajal,"*Theoretical study of nanocomposites based fiber optic SPR sensor* " , Opt.Com., Vol. 313, No. 27, pp. 1-448 (2014)

[6] وانگ، جوزف، *الکتروشیمی تجزیه*، انتشارات دانشگاه تبریز، ۱۳۸۵.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

تراگسیل تراهرتزی در نانوبلور فوتونی ابررسانا شامل فراماده

اصلان ظهیری شادباد، ربابه طالب زاده*

گروه فیزیک، واحد تبریز، دانشگاه آزاد اسلامی، تبریز، ایران

چکیده - انتشار امواج الکترومغناطیسی تراهرتزی در نانوبلورهای فوتونی ابررسانا شامل فراموا‌د را با بهره گیری از مدل دو-شاره و نیز روش ماتریس انتقال بررسی کردیم. نتایج، فرکانس قطعی را نشان دادند که در فرکانس های بالاتر از آن فرکانس، اموج الکترومغناطیسی می توانند در این نانو ساختارها منتشر شود. اثر برخی از پارامترهای مربوط به فراموا‌د مانند ضخامت و ضریب گذردهی الکتریکی را مطالعه کردیم. مشاهده کردیم که ضخامت فراموا‌د همانند دمای اعمالی، فرکانس قطع را به طور موثر تنظیم می کند. این نانو ساختارها در طراحی ابزارهای اپتوالکترونیکی مفید واقع می شوند.

کلید واژه- ابررسانا، فراماده، فرکانس قطع، نانوبلور فوتونی.

THz transmittance in superconducting nano-photonic crystal containing metamaterial

Aslan Zahiri Shadbad, Robabeh Talebzadeh

Department of Physics, Tabriz Branch, Islamic Azad University, Tabriz, Iran

Abstract- Electromagnetic waves transmission at THz in superconducting nano-photonic crystsls containing metamaterials has been theoretically investigated based on the transfer matrix method together with two-fluid model. The results show the existence of a cutoff frequency in such structures. Electromagnetic wave is allowed to propagate through the structure when its frequency is higher than cutoff frequency. We studied the effect of some parameters of metamaterials such as the thicknesses and electric permeability coefficient. It is seen that this cutoff frequency can be efficiently tuned dependent on thicknesse of metamaterials, and the operating temperature as well. These structures can be useful in design of optoelectronic devices.

Keywords: cutoff frequency, metamaterial, nano-photonic crystsl, superconductor.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

بلورهای فوتونی دارای کاربردهای عملی وسیعی در شاخه های مختلف از جمله در حوزه الکترونیک و فوتونیک هستند. با انتشار دو مقاله مهم از یابلونویچ و جان در سال ۱۹۸۷ بلورهای فوتونی معرفی شدند [۱-۲]. بلور هایی که به واسطه آرایش تناوبی شان، امواج الکترومغناطیسی با فرکانس های معین در آنها انتشار نمی یابد. این ویژگی بلورهای فوتونی را برای مطالعه مهم کرده است بلورهای فوتونی به علت ساختار لایه ای متناوب در یک، دو و یا سه بعد خواص اپتیکی منحصر به فرد و بسیار کاربردی از خود بروز می دهند. قابلیت تنظیم پذیری طیف تراگسیلی بلورهای فوتونی از ویژگی های اساسی آنهاست که با کنترل خواص اپتیکی مواد استفاده شده در طراحی بلور فوتونی حاصل می شود. بنابراین مواد با خواص اپتیکی قابل کنترل بسیار قابل توجه اند از جمله این مواد می توان به ابررساناها و نیز فرامواد اشاره کرد [۳-۴].

فرا مواد که اولین با در سال ۱۹۶۷ توسط وسلاگو پیش بینی شدند[۳]، ساختاری مصنوعی دارند و در سال های اخیر در بلورهای فوتونی مورد استفاده قرار گرفته اند. این مواد دارای ضرایب گذردهی و تراوایی منفی و در نتیجه ضریب شکست منفی هستند. در این مواد بر خلاف مواد موجود در طبیعت، بردار میدان الکتریکی و بردار میدان مغناطیسی و بردار موج یک دستگاه چپگرد را تشکیل می دهند، که از این رو مطالعه انتشار امواج الکترومغناطیسی در این مواد حائز اهمیت است [۳]. از طرفی با توجه به جذب پایین ابررساناها نسبت به فلزات و در نتیجه اتلاف پایین آنها، بلورهای فوتونی حاوی مواد ابررسانا بسیار قابل توجه اند [۴].

هردو نوع بلورهای فوتونی ابررسانا و نیز بلورهای فوتونی چپگرد به طور مجزا فراوان مطالعه شده اند [۴-۵]. با توجه به خواص اپتیکی منحصر به فرد هر دو گروه مواد ابررسانا و فرامادە، در این مقاله نانو بلورهای فوتونی با تناوب دوتایی ابررسانا -فرامادە را مطالعه کردیم و طیف تراگسیل این بلور های فوتونی را با بهره گیری از روش ماتریس انتقال بررسی کرده و پاسخ اپتیکی این نانو ساختار های لایه ای را بنا بر نوع و ضخامت لایه ها و ... مورد بررسی قرار می دهیم.

۲- ساختار و فرمول بندی مساله

یک نانوساختار لایه ای یک بعدی را در نظر می گیریم که هر تناوب آن شامل یک سلول دوتایی از مواد ابررسانا و فرامادە می باشد که N بار در کنار هم قرار داده شده اند. این نانوبلور فوتونی را به اختصار $(M\text{-}S)^N$ می نامیم. طرحواره شماتیک از نانوساختار مورد مطالعه در شکل ۱ نشان داده شده است. در ارتباط با لایه های ابررسانا، بیشتر خواص مواد ابررسانا را می توان توسط مدل دو شاره ای توصیف کرد [۴]. اگر نمونه را بدون اتلاف در نظر بگیریم رسانندگی کاملاً موهومی بوده و به تبع آن ضریب شکست لایه ابررسانا با استفاده از مدل دو شاره ای و تقریب های اعمالی و استفاده از عمق نفوذ لندن در حالت دمای غیر صفر و بدون اتلاف از رابطه زیر بدست می آید[۴]:

$$n_s(\omega,\mathrm{T}) = \sqrt{\varepsilon_s(\omega,\mathrm{T})} = \sqrt{1-\frac{1}{\omega^2\mu_0\varepsilon_0\lambda_L^2}} \qquad (۱)$$

که $\lambda_L \equiv \lambda_0 / \sqrt{1-(\frac{T}{T_c})^2}$ و λ_0 عمق نفوذ لندن در دمای صفر درجه کلوین و $\mathrm{T_c}$ دمای بحرانی ابررسانا می باشد.

روش مطالعه ما، روش ماتریس انتقال است. بر اساس این روش با استفاده از شرایط مرزی برای پیوستگی مولفه های میدان الکتریکی و مغناطیسی، می توان عناصر دامنه های تابشی و بازتابشی در دو نقطه به فاصله Δz در هر یک از لایه های نانوساختار را توسط ماتریسی بهم مربوط ساخت که این ماتریس مشهور به ماتریس انتقال می باشد[۴]:

$$M_j = \begin{bmatrix} \cos(\mathrm{k_z}^j \Delta z) & \frac{1}{iq_j}\sin(\mathrm{k_z}^j \Delta z) \\ iq_j \sin(\mathrm{k_z}^j \Delta z) & \cos(\mathrm{k_z}^j \Delta z) \end{bmatrix}, \qquad (۳)$$

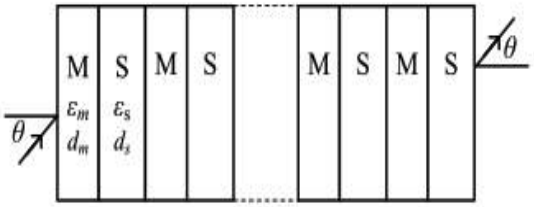
که در آن $k_z{}^j = (\omega/c)\sqrt{\varepsilon_j\mu_j}\sqrt{1-(\sin^2\theta/\varepsilon_j\mu_j)}$ مولفه z بردار موج در هر یک از لایه ها می باشد و $q_j = (\sqrt{\varepsilon_j}/\sqrt{\mu_j})\sqrt{1-(\sin^2\theta/\varepsilon_j\mu_j)}$. بنابراین ماتریس انتقال کل برای نانوبلور فوتونی دو لایه مورد مطالعه عبارتست از:

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

$$M=(M_1M_2)^N \qquad (۴)$$

که در آن M_1 ماتریس انتقال مربوط به لایه فراماده و M_2 ماتریس انتقال مربوط به لایه ابررسانا می باشد. تراگسیلندگی نانوساختار $T(\omega,r)=|t(\omega,r)|^2$ مطابق رابطه زیر وابسته به عناصر ماتریس انتقال کل ساختار مبی باشد.

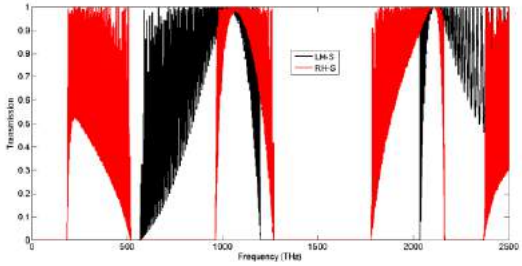
$$t(\omega,r)=\frac{2}{(M_{22}+M_{11})-i(M_{12}+M_{21})} \qquad (۵)$$



شکل ۱: نانوبلور فوتونی ابررسانا شامل فراماده $(M\text{-}S)^N$

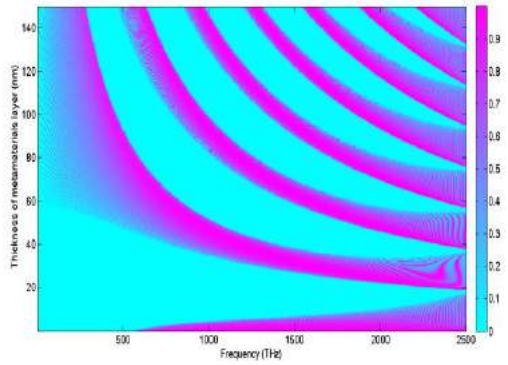
۳- بحث و نتایج

نانوساختار لایه ای $(M\text{-}S)^N$ متشکل از N=100 تناوب دوتایی لایه ابررسانا-لایه فراماده مطابق شکل ۱ در نظر می گیریم. لایه ابررسانا را از جنس Nb با ضخامت $d_s=60nm$ انتخاب کردیم که دمای بحرانی آن $T_C=9.2K$ و عمق نفوذ لاندن آن $\lambda_0=83.4nm$ می باشد. لایه های فراماود در نانوساختار را بدون اتلاف و با ضخامت $d_m=45nm$ در نظر گرفتیم. فرض کردیم ضریب گذردهی الکتریکی لایه های فراماده $\varepsilon_m=-10$ و ضریب تراوایی آنها $\mu_m=-1$ باشد.



شکل ۲: مقایسه طیف تراگسیل نانوبلور فوتونی ابررسانا $(D\text{-}S)^N$ با $(M\text{-}S)^N$

مطابق شکل ۲ با در نظر گرفتن ضخامت های معینی از لایه ابررسانا $d_s=60nm$ ولایه فراماده $d_D=45nm$، طیف تراگسیل نانوساختار لایه ای را در دمای اعمالی $T=4.2K$ رسم کردیم. گاف باندی درفرکانس های پایین و نیز گاف باند فوتونی در گستره طیفی 1200-2036 THz مشاهده کردیم بار دیگر با جایگزینی دی الکتریکی بجای فراماده با همان ضخامت طیف را رسم کردیم. نتیجه گرفتیم که نانوساختار مورد مطالعه فرکانس قطعی در حوالی $190(THz)$ دارد و همچنین علاوه بر گافی که در فرکانس های پایین ظاهر شده سه گاف باند براگ نیز دارد. که یکی از گاف باند ها همپوشانی خوبی با گاف حاصل از نانوبلور فوتونی ابررسانا شامل فراماده دارد این گاف در گستره $1266-1776(THz)$ قرار دارد.

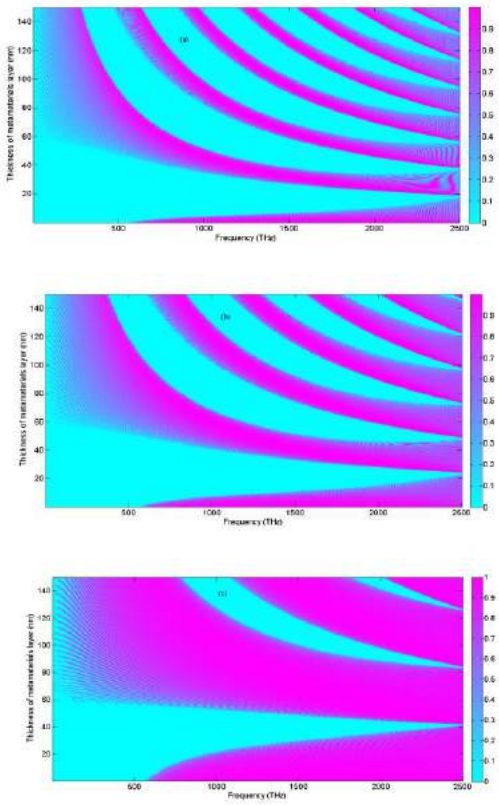


شکل ۳: تاثیر ضخامت فراماده در طیف تراگسیل نانوبلور فوتونی ابررسانا شامل فراماده

با توجه به منشا گاف های فوتونی در بلورهای فوتونی به نظر می رسد که ضخامت فرامواد گاف های فوتونی را تحت تاثیر قرار دهد بنابراین به ازای ضخامت های مختلف فرامواد طیف تراگسیل نانوبلور فوتونی را مطابق شکل ۳ رسم کردیم و تغییرات عمده ای را در مقدار فرکانس قطع ساختار و نیز گستره طیفی گاف بر حسب تغییرات ضخامت فرامواد مشاهده کردیم طوری که با کاهش ضخامت فرامواد تا 20nm، فرکانس قطع تا حوالی 2300THz جابجا می شود و گاف باند فوتونی دوم دیگر قابل مشاهده نیست در حالی که با افزایش ضخامت فرامواد تا 90 nm بر تعداد گاف ها افزوده می شود ضمن آنکه گاف اولی در حال ناپدید شدن است. بنظر می رسد افزایش ضخامت لایه فرامواد و به سبب آن تغییر اختلاف راه نوری منجر به تشکیل باند گاف های دیگر و نابودی گاف اول در طیف تراگسیل نانو بلور فوتونی می شود. به ازای سایر ضخامت ها، واضح است که با افزایش ضخامت فرامواد بر تعداد باند گاف ها افزوده می شود.

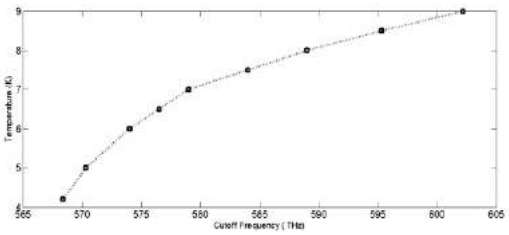
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

از خواص منحصر بفرد مواد می توان به ضریب شکست آنها اشاره کرد. بنابراین وابستگی طیف تراگسیل نانوبلور را به ضریب گذردهی فرامواد مطالعه کردیم و این وابستگی را مطابق شکل ۴ رسم نمودیم. ضخامت لایه ها را ثابت در نظر گرفتیم. تغییرات ضریب گذردهی فرامواد مشابه ضخامت آن، تاثیر عمده ای در تعداد و نیز فرکانس قطع نانو بلور فوتونی دارد. از آنجایی که پارامتر ضخامت و ضریب شکست دو پارامتر و مشخصه مهم بلورهای فوتونی است که از طریق رابطه براگ (که تعیین کننده محل گاف ها ی فوتونی در بلورهای فوتونی می باشد) در محل تشکیل گاف ها تاثیر گذار هستند. در واقع با تغییر ضریب گذردهی فرامواد، جنس لایه تشکیل دهنده بلور فوتونی عوض می شود طوری که بنظر می رسد که با نانوبلور فوتونی دیگری سروکار داریم.



شکل۴: تاثیر ضریب گذردهی فراماده در طیف تراگسیل نانوبلور فوتونی ابررسانا شامل فراماده $(M\text{-}S)^N$ برحسب ضخامت فراماده الف) $\varepsilon_m = -10$ ب) $\varepsilon_m = -6$ و ج) $\varepsilon_m = -2$

از آنجایی که ضریب شکست لایه ابررسانا تابعی از دما می باشد برای بررسی تاثیر ضریب شکست لایه ابررسانای موجود در ساختار بر روی طیف تراگسیل نانوبلور فوتونی کافیست که دمای اعمالی را تغییر دهیم. بنابراین با در نظر گرفتن ضخامت های معین از لایه ابررسانا طیف تراگسیل نانوبلور فوتونی را بررسی کردیم. نمودار تغییرات فرکانس قطع نانو ساختار را بر حسب دمای اعمالی در شکل ۵ رسم کردیم که این تغییرات افزاینده هست.



شکل ۵: تاثیر دمای اعمالی در فرکانس قطع نانوبلور فوتونی

۴- نتیجه گیری

حضور فراماده در نانوبلور فوتونی ابررسانا باعث افزایش پهنای باند گاف های نانوساختار می شود طوری که در گستره $1266-1776(THz)$ باند گاف های این دو نانو ساختارها باهم همپوشانی دارند. علاوه بر آن فرکانس قطعی در چنین ساختارهایی وجود دارد که با افزایش ضریب گذردهی و ضخامت لایه های فرامواد بسمت فرکانس های کوچکتر جابجا می شود. اما بسته به پارامترهای مختلف نانوساختار، فرکانس قطع آنها در گستره $570-600(THz)$ رخ می دهد. نتایج نشان داد که با افزایش دمای اعمالی تا نزدیکی دمای بحرانی ابررسانا، فرکانس قطع نانو ساختار به سمت فرکانس های بالاتر جابجا می شود.

مراجع

[1] E. Yablonovich, “Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics”, Phys. Rev. Lett. 58, 2059-2062, 1987.

[2] S. John, “Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices”, Phys. Rev. Lett. 58, 2486-2489, 1987.

[3] V. G. Veselago, Sov. Phys. Uspekhi, 10, 1968.

[4] H. F. Zang, S. B. Liu and H. Yang, “Omnidirectional photonic band gaps in one-dimensional ternary superconductor-dielectric photonic crystals based on a new Thue-Morse aperiodic structure,” J. Supercond. Nov. Magn 27, 41-52, 2014.

[5] S. K. Srivastava, A. Aghzamali, “Study of optical reflectance properties in 1D annular photonic crystal containing double negative (DNG) metamaterials”, *Physica, B* 489, 67–72, 2016

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

زیست‌حسگر LSPR با استفاده از نانوساختارپلاسمونی دمبل‌شکل

محبوبه هاشمی[۱] ، محمدجواد باورصادیان خواه[۱] ، دکتر مجید ابن علی حیدری[۱] ، دکتر علی‌اکبر ابن علی حیدری[۲]

[۱] دانشگاه شهرکرد – دانشکده فنی و مهندسی – گروه برق

[۲] دانشگاه فرهنگیان – گروه فیزیک

چکیده – در این مقاله، طراحی یک زیست‌حسگر بر اساس تشدید پلاسمون سطحی جایگزیده *LSPR* در نانو ساختار پلاسمونی ارائه شده است. تغییر ضریب شکست در محیط پیرامون نانوساختارهای پلاسمونی منجر به جابجایی طیف *LSPR* می‌شود. با افزایش ضریب شکست محیط، طیف تشدید *LSPR* این ساختارها جابجایی قرمز پیدا می‌کند. با استفاده از این ویژگی، می‌توان اتصال ملکول‌ها در سطح را بدون نیاز به برچسب گذاری قبلی شناسایی کرد. در این مقاله نانوساختار دمبل شکل جدیدی معرفی و امکان استفاده از آن در زیست‌حسگر نوری بررسی شده است. نتایج شبیه‌سازی عددی به روش *FDTD* دستیابی به حساسیت ۱۳۲۳*nm/RIU* با شاخص شایستگی ۵/۶ را نشان داده است.

حسگر پلاسمونی، تشدید پلاسمون سطحی جایگزیده، زیست حسگر، نانوساختار کلید واژه- زیست

LSPR Biosensor Using a Dumbbell-Form Plasmonic Nanostructure

M.Hashemi[1] , M.J.Bavarsadiankhah[1] , M.Ebnali-heidari[1] , A.A.Ebnali-heidari[2]

[1] Faculty of Engineering, University of Shahrekord, Shahrekord

[2] Farhangian University

Abstract-In this paper, design of biosensor structure based on localized surface plasmon (LSPR) of plasmonic nanostructures is presented. Change in refrective index at boundary of metal-dielectric lead to a shift in resonance peak of LSPR structures. Plasmonic nanostructurs are very sensitive to changes of surrounding environment. Increasing refractive index of surrounding environment cause a red shift in LSPR spectrum of these structures. Thus with this feature we can distinguish absorption or connection of molecules to the surface without prelabeling (Label Free). In this article we introduced a new dumbbell shape nanoparticle and its ability in biosensing is investigated. Numerical simulations show that a high sensitivity of 1323nm/RIU for refractive index changes of surrounding the suspended gold nanostructure with a figure of merit (FOM) of 5.6.

Keywords:optical biosensing, localized surface plasmon resonance, biosensor, nono structure

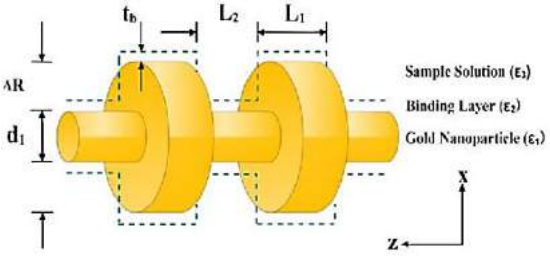
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

زیست‌حسگرها با قابلیت شناسایی سریع زیست‌ملکول‌ها در کاربردهای مختلف پزشکی مورد نیاز هستند[۱]. زیست‌حسگرهای نوری به علت قدرت تشخیص و حساسیت بالا، اندازه‌ی کوچک و صرفه‌ی اقتصادی جایگزین مناسبی برای روش‌های شناسایی سنتی هستند. یکی از زیست حسگرهای نوری که با پیشرفت‌های روز کاملا سازگار بوده و می‌تواند گام بزرگی در توسعه شناسایی ملکول‌های زیستی محسوب شود، زیست حسگر مبتنی بر تشدید پلاسمون سطحی است که طی سال‌های اخیر توجه بسیاری از محققان را به خود جلب کرده است[۱و۲]. در حوزه نانو ساختار های های پلاسونی، برهم‌کنش‌های نور و ماده در ساختارهای فلزی در ابعاد کمتر از طول‌موج نور بررسی می‌شود. برهم‌کنش موج الکترومغناطیسی با نانوساختار از طریق جفت‌شدگی با الکترون‌های آزاد سبب القا نوسانات جمعی می‌شود. هنگامی که بسامد تابش الکترومغناطیسی با بسامد نوسان‌های جمعی هم‌خوانی داشته باشد، منجر به ایجاد مدهای پلاسمون مقید سطحی موسوم به تشدید پلاسمون سطحی جایگزیده LSPR می‌شود. نانوساختارهای پلاسمونی شامل یک لایه فلز و یک لایه دی‌الکتریک پوشاننده هستند که در طیف خاموشی (پراکندگی و جذب) آن‌ها قله‌هایی دیده می شود. قله‌های تشدید LSPR به نوع فلز و دی‌الکتریک، شکل نانوساختار و به محیط پیرامون آن حساس هستند و تغییرات ضریب شکست ناشی از برهم کنش‌های زیست‌ملکولی در سطح حسگر را اندازه‌گیری می‌کنند[۲-۵]. تغییر ضریب شکست ناشی از برهم‌کنش‌های زیست‌ملکولی در سطح حسگر نانوساختار پلاسمونی باعث جابجایی طیف تشدید LSPR آن می‌شود، بنابراین اگر بتوان لایه‌ای جاذب بر سطح نانوساختار پلاسمونی نشاند که زیست‌ملکول‌های هدف در محلول را جذب کند، می‌توان از میزان تغییر ضریب شکست در سطح که وابسته به غلظت زیست ملکول‌های هدف است برای شناسایی و تعیین میزان غلظت و حتی برهم‌کنش‌های زیست‌ملکولی در محلول استفاده کرد[۶]. در حوزه‌ی رو به رشد پلاسمونیک، پژوهش‌های گسترده‌ای برای کاربردهای جدید در حوزه فناوری انجام شده است. از جمله این کاربردها، می‌توان به استفاده از نانوذره‌ها و نانو ساختارهای پلاسمونی در فناوری سلول‌های خورشیدی، نانواپتیک، زیست‌حسگرها و بسیاری از کاربردهای دیگر اشاره کرد[۷-۹] .در این مقاله، با بررسی مشکلات پیش رو، نانوساختار دمبل شکل جدیدی معرفی و اثرات تقویت میدان نوری در حسگر نوری مبتنی بر تغییرات ضریب شکست محیط پیرامون آن بررسی شده است.

۲- ساختار نانوساختار پیشنهادی

شکل ۱، طرح واره‌ای از حسگر پلاسمونی مبتنی بر نانوساختار معلق در محلول را نشان می‌دهد. در این ساختار از طلا برای مدل سازی زیست-حسگر پلاسمونی استفاده شده است. با وجود این که نانوساختارها از جنس نقره حساسیت بهتری نسبت به تغییر ضریب شکست محیط نشان می‌دهند[۱۰] اما به علت این که این فلز در محلول‌های آبی اکسید می‌شود و ترکیباتی ایجاد می‌کند که رفتار پلاسمونی قابل قبولی از خود نشان نمی‌دهند، در این زیست‌حسگر از نانوساختار از جنس طلا استفاده شده است.



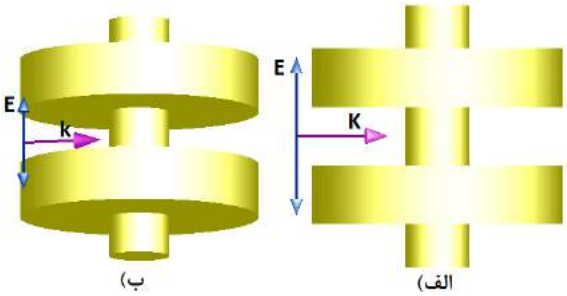
شکل ۱: نمای سه بعدی مدل زیست‌حسگر مبتنی بر نانوذرات معلق در محلول.d1 قطر نانوسیم مرکزی، ΔR اختلاف شعاع نانو میله با نانودیسک‌های موضعی، L1ضخامت نانودیسک‌ها و L2 فاصله بین آن‌ها و tb ضخامت لایه اتصال زیست‌ملکولی در سطح زیست‌حسگر است. ثابت دی‌الکتریک هر لایه در شکل مشخص شده است.

۳- شبیه سازی نانوساختار پیشنهادی

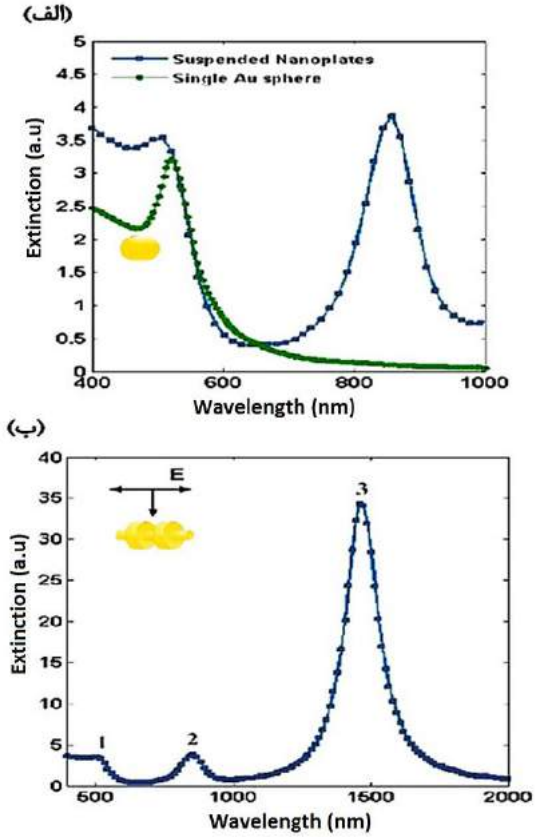
برای تحلیل آثار میدان الکترومغناطیسی، از داده‌های تجربی مدل جانسون و کریستی مربوط به بخش‌های حقیقی و موهومی پذیرفتاری مختلط طلا در مدل‌سازی حسگر پلاسمونی به روش تفاضل محدود حوزه زمان (FDTD) استفاده شده است[۱۱-۱۳]. ضخامت لایه‌ی اتصال زیست‌ملکولی به طور یکنواخت در سطح زیست‌حسگر، tb=۱۰nm در نظر گرفته شده است که به طور تقریبی کمتر از طول محوشوندگی میدان LSPR نانوساختار است[۱۴]. محلول‌های زیستی غیرجاذب و غیرمغناطیسی هستند در نتیجه برای شبیه‌سازی اثر تغییر ضریب شکست محیط در اثر برقراری اتصالات زیست‌ملکولی سطحی، ضریب شکست کلی محیط پیرامون نانوساختار را در محدوده‌ی ضریب شکست محلول‌های زیستی تغییر می دهیم. شبیه‌سازی با استفاده از نرم افزار lumerical، برای حل معادلات ماکسول به روشFDTD در حالت سه بعدی و با استفاده از یک منبع موج تخت در گستره طول موج ۴۰۰-۲۲۰۰nm انجام شده است. برای محاسبه‌ی طیف خاموشی، از نمایه میدان پراکنده شده و شدت میدان استفاده می‌کنیم[۱۵]. برای اینکه انرژی الکترومغناطیسی تابیده شده به مرز جذب شود و بازتاب مرز کاهش یابد، از شرایط مرزی PML استفاده شده است. نوسان الکترون‌های نوار رسانش با بسامدی برابر با بسامد موج الکترومغناطیسی تابشی منجر به ایجاد یک تشدید قوی LSPR در طیف نوری می‌گردد. طول‌موج این تشدید به شکل نانوساختار، محیط پیرامون آن و جنس فلز به کار رفته بستگی دارد[۱۶،۱۷]. تغییر ضریب شکست محلول پیرامون نانوساختار را می‌توان معادل با جابجایی محل طول‌موج تشدید LSPR در نظر گرفت[۱۷]. شکل۲ مشخصه برانگیختگی نانوساختار با قطبش-TM موج تخت را نشان می دهد. در این شکل پیکان با رنگ ارغوانی، جهت تابش فرودی و پیکان با رنگ آبی، قطبش میدان را نشان می‌دهد. شکل۳ طیف سطح مقطع خاموشی نانوساختار پیشنهاد شده را با مشخصاتd_1=۴۰nm , ΔR=۶۰nm , L_2=۵۰nm , L_1=۴۰ nm و همچنین برای یک نانوکره طلای منفرد با شعاع ۵۰nm در هوا (RI=۱) برای مقایسه را نشان می‌دهد. همان‌طور که در شکل مشاهده می‌شود، در طیف خاموشی نانوساختار طراحی شده یک قله در طول‌موج ۵۰۷nm و یک قله‌ی قوی‌تر در طول موج ۸۵۶nm وجود دارد. درحالی‌که در شکل ۳-ب، وجود یک تشدید قابل توجه و غالب در محدوده‌ی طول موج‌های بلندتر، ۱۹۱۰nm کاملاً مشهود است. در شکل ۴-الف نتایج شبیه‌سازی جابجایی طیف خاموشی در نانوساختار پیشنهادی نسبت به

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

تغییر ضریب شکست محلول زیستی در محدوده‌ی ۱/۴۴ – ۱/۳۳۵، شامل جابجایی قله‌ی اول و دوم و در شکل۴-ب جابجایی قله‌ی تشدید سوم، نشان داده شده است. همان‌طور که جهت جابجایی طیف نشان می‌دهد، افزایش ضریب شکست محیط سبب جابجایی قله‌های تشدید LSPR به سمت طول‌موج‌های بلندتر (جابجایی قرمز) می‌شود.



شکل۲: مدل نانوساختار شبیه‌سازی شده در نرم‌افزار Lumerical همراه با نمایش جهت انتشار(K) و قطبش منبع نوری(E). الف) نمای دو بعدی ب)نمای سه بعدی



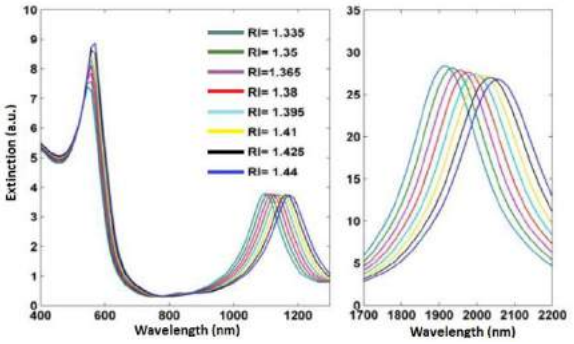
شکل۳: الف) نتایج شبیه‌سازی طیف سطح مقطع خاموشی نانوساختار پیشنهادی (آبی) و نانوکره با شعاع ۵۰nm (سبز)، در هوا(RI=۱) با L_1=۴۰nm، L_2=۵۰nm، ΔR=۶۰nm، d_1=۴۰nm. قله‌های تشدید در طول موج‌های λ_1=۵۰۷nm، و ب)λ_2=۸۵۶nm و سومین قله‌ی تشدید LSPR غالب در λ_3=۱۴۶۰nm رخ می دهد.

۴- حساسیت زیست‌حسگر طراحی شده

حساسیت زیست‌حسگر، نسبت جابجایی قله‌ی تشدید به میزان تغییر ضریب شکست محیط می‌باشد و طبق رابطه زیر تعریف می‌شود:

$$S = \frac{\Delta\lambda_{LSP}}{\Delta n} \qquad (۱)$$

در این رابطه، $\Delta\lambda_{LSP}$ (nm) جابجایی قله‌ی تشدیدLSPR ناشی از تغییر ضریب شکست محیط به اندازه‌ی Δn است. بیشتر مطالعات در این زمینه، نشان داده‌اند که جابجایی قله‌های تشدید در طول موج‌های مشابه منجر به حساسیت مشابه نسبت به تغییرات ضریب شکست محیط پیرامون نانوساختار می‌شوند[۱۸]. بنابراین پیش‌بینی می‌شد که حساسیت تشدید اول به علت نزدیکی طول‌موج تشدید آن به طول‌موج تشدید نانوکره، در حدود حساسیت نانوکره طلا با شعاع ۵۰nm خواهد بود و نتایج شبیه‌سازی نیز این موضوع را تایید کرد.

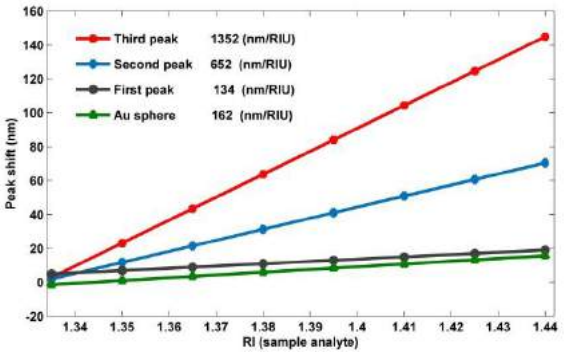


شکل ۴: جابجایی طیف خاموشی نانو ساختار پیشنهادی نسبت به تغییر ضریب شکست محیط در محدوده ۱/۴۴-۱/۳۳۵ الف)قله‌ی اول و دوم تشدید LSPR در محدوده طول موج ۴۰۰nm-۱۴۰۰ ب) تشدید سوم LSPR در محدوده طول‌موج ۲۲۰۰ nm-۱۷۰۰ نشان داده شده است.

نمودار حساسیت زیست‌حسگر طراحی شده نسبت به تغییر ضریب شکست محلول زیستی پیرامون، در شکل۵ نشان داده شده است. برای قله‌ی اول تا سوم در طیف سطح مقطع خاموشی نانوساختار پیشنهادی، به ترتیب حساسیت‌های ۱۳۴nm/RIU (خاکستری)، ۶۵۲ nm/RIU (آبی) و۱۳۵۲ nm/RIU (قرمز) محاسبه شده است. برای نانوکره طلا با شعاع ۵۰nm حساسیت ۱۶۲nm/RIU (سبز) به دست آمده است که مطابق با نتایج تجربی می‌باشد[۱۷-۲۰]. بنابراین، می‌توان نتیجه گرفت که هرچه طول‌موج تشدید بزرگتر باشد، حساسیت بهتری را نسبت به تغییر ضریب شکست محیط پیرامون از خود نشان می‌دهد. به این ترتیب نتایج بسیار بهتر در قسمت سوم طیف و در طول موج‌های بلندتر دیده می‌شود. شکل۳-ب محل و شدت این تشدید را نشان می‌دهد. اختلاف دامنه‌ی طیف سطح مقطع خاموشی سه قله به وضوح مشخص است و بهبود قابل توجه حساسیت شناسایی ملکول‌های زیستی در قله-ی سوم طیف، مورد انتظار می‌باشد. قله‌ی تشدید سوم به علت دارا بودن طول‌موج بالا و FWHM اندک در طیف باعث شده است که این نانوساختار به شاخص شایستگی (FOM) ۵/۶ دست یابد. شاخص شایستگی، نسبت حساسیت زیست‌حسگر به پهنای خط طیف تشدید (FWHM) است و از رابطه‌ی زیر حاسبه می‌شود[۲۱]:

$$FOM = \frac{\Delta\lambda_{LSP} / \Delta n}{FWHM} \qquad (۲)$$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد



شکل ۵: نمودار جابجایی قله‌های تشدید LSPR بر حسب تغییر ضریب شکست محلول زیستی پیرامون نانوساختار. طبق شکل به ترتیب برای قله‌ی اول تا سوم در طیف سطح مقطع خاموشی نانوساختار پیشنهادی حساسیت‌های ۱۳۴nm/RIU (خاکستری)، ۶۵۲nm/RIU (آبی)، ۱۳۵۲nm/RIU (قرمز) و برای نانوکره طلا با شعاع ۵۰nm حساسیت ۱۶۲nm/RIU (سبز) به دست آمده است.

۵-نتیجه گیری

در این مقاله زیست‌حسگری مبتنی بر تشدید پلاسمون سطحی جایگزیده با استفاده از نانوساختار دمبل شکلی از جنس طلا معرفی شد. نتایج نشان دادند که قله‌های تشدید مرتبه بالاتر نانو ساختار پیشنهادی، دارای حساسیت بیشتری نسبت به تغییر ضریب شکست محیط پیرامون هستند. تشدید در طول موج ۱۸۷۴nm منجر به حساسیت بالای ۱۳۲۳nm/RIU همراه با شاخص شایستگی بالای ۵/۶ شده است. با تغییر اندک ابعاد نانوساختار، طول‌موج تشدید سوم به طول موج بلند ۱۹۱۰nm تغییرکرد و توانستیم به حساسیتی برابر با ۱۳۵۲nm/RIU با شاخص شایستگی ۵/۴ دست یابیم.

مراجع

[1] Martin, J., et al. “Ultra-sensitive plasmonic nanosensors for biochemical detection. in SPIE BiOS”, International Society for Optics and Photonics, 2011.

[2] Aydin, D., “Functionalization of Photonic Crystal Slab Biosensors”, King’s College, 2013.

[3] Branton, D., et al., “The potential and challenges of nanopore sequencing”. Nature biotechnology, 26(10): pp. 1146-1153, 2008.

[4] Shendure, J.A., et al., “Overview of DNA sequencing strategies”. Current Protocols in Molecular Biology, pp. 7.1. 1-7.1. 23, 2008.

[5] Gramotnev ,D.K. and S.I. Bozhevolnyi, “Plasmonics beyond the diffraction limit”. Nature Photonics, 4(2), pp. 83-91, 2010.

[6] Lu, X., et al., “Chemical synthesis of novel plasmonic nanoparticles”. Annual review of physical chemistry, 60, pp. 167-192, 2009.

[7] S. A., Maier, “Plasmonics: fundamentals and applications”. Springer, 2007.

[8] C. Escobedo, “On-chip nanohole array based sensing: a review”. Lab on a Chip, 13(13), pp 2445-2463, 2013.

[9] M. Janipour, T. Pakizeh, and F. Hodjat-Kashani. “Strong optical interaction of two adjacent rectangular nanoholes in a gold film”, Optics express, 21(26), pp31769-31781, 2013.

[10] Haes, A.J., et al., “Nanoscale optical biosensor: short range distance dependence of the localized surface plasmon resonance of noble metal nanoparticles”. The Journal of Physical Chemistry B, 108(22), pp. 6961-6968, 2004.

[11] Rodríguez-Lorenzo, Laura, et al. “Plasmonic nanosensors with inverse sensitivity by means of enzyme-guided crystal growth.” Nature materials, 11,.pp 604-607, 2012.

[12] Johnson, P.B. and R.-W. Christy, “Optical constants of the noble metals”. Physical Review B, 6(12), pp. 4370-4379, 1972.

[13] Palik, E.D., “Handbook of optical constants of solids.” Academic press, Vol. 3. , 1998.

[14] Hutter, E., et al., “Role of substrate metal in gold nanoparticle enhanced surface plasmon resonance imaging.” The Journal of Physical Chemistry B, 105(1), pp .12-18, 2001.

[15] J. Becker, “Plasmons as sensors”, Springer Science & Business Media, 2012.

[16] C. L. Nehl, H. Liao, and J. H. Hafner, “Optical properties of star-shaped gold nanoparticles”, Nano letters, vol. 6, pp. 683-688, 2006.

[17] A. Jakab, C. Rosman, Y. Khalavka, J. Becker, A. Trügler, U. Hohenester, et al., “Highly sensitive plasmonic silver nanorods”, ACS nano, vol. 5, pp. 6880-6885, 2011.

[18] Z. Yu and S. Fan, “Extraordinarily high spectral sensitivity in refractive index sensors using multiple optical modes”, Optics express, vol. 19, pp. 10029-10040, 2011.

[19] A. B. Evlyukhin, et al., “Collective resonances in metal nanoparticle arrays with dipole-quadrupole interactions”, Physical Review B, vol. 85, pp. 245411, 2012.

[20] Z. Yong, D. Y. Lei, C. H. Lam, and Y. Wang, “Ultrahigh refractive index sensing performance of plasmonic quadrupole resonances in gold nanoparticles”, Nanoscale research letters, vol. 9, pp. 1-6, 2014.

[21] Sherry, L.J., et al., “Localized surface plasmon resonance spectroscopy of single silver nanocubes”, Nanoletters,.(10)5, pp. 2034-2038, 2005.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

تراگسیل تراهرتزی در نانوبلور فوتونی ابررسانا شامل فراماده

اصلان ظهیری شادباد، ربابه طالب زاده*

گروه فیزیک، واحد تبریز، دانشگاه آزاد اسلامی، تبریز، ایران

چکیده - انتشار امواج الکترومغناطیسی تراهرتزی در نانوبلورهای فوتونی ابررسانا شامل فراموا‌د را با بهره گیری از مدل دو-شاره و نیز روش ماتریس انتقال بررسی کردیم. نتایج، فرکانس قطعی را نشان دادند که در فرکانس های بالاتر از آن فرکانس، اموج الکترومغناطیسی می توانند در این نانو ساختارها منتشر شود. اثر برخی از پارامترهای مربوط به فرامواد مانند ضخامت و ضریب گذردهی الکتریکی را مطالعه کردیم. مشاهده کردیم که ضخامت فرامواد همانند دمای اعمالی، فرکانس قطع را به طور موثر تنظیم می کند. این نانو ساختارها در طراحی ابزارهای اپتوالکترونیکی مفید واقع می شوند.

کلید واژه- ابررسانا، فراماده، فرکانس قطع، نانوبلور فوتونی.

THz transmittance in superconducting nano-photonic crystal containing metamaterial

Aslan Zahiri Shadbad, Robabeh Talebzadeh

Department of Physics, Tabriz Branch, Islamic Azad University, Tabriz, Iran

Abstract- Electromagnetic waves transmission at THz in superconducting nano-photonic crystsls containing metamaterials has been theoretically investigated based on the transfer matrix method together with two-fluid model. The results show the existence of a cutoff frequency in such structures. Electromagnetic wave is allowed to propagate through the structure when its frequency is higher than cutoff frequency. We studied the effect of some parameters of metamaterials such as the thicknesses and electric permeability coefficient. It is seen that this cutoff frequency can be efficiently tuned dependent on thicknesse of metamaterials, and the operating temperature as well. These structures can be useful in design of optoelectronic devices.

Keywords: cutoff frequency, metamaterial, nano-photonic crystsl, superconductor.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

بلورهای فوتونی دارای کاربردهای عملی وسیعی در شاخه های مختلف از جمله در حوزه الکترونیک و فوتونیک هستند. با انتشار دو مقاله مهم از یابلونویچ و جان در سال ۱۹۸۷ بلورهای فوتونی معرفی شدند [۱-۲]. بلور هایی که به واسطه آرایش تناوبی شان، امواج الکترومغناطیسی با فرکانس های معین در آنها انتشار نمی یابد. این ویژگی بلورهای فوتونی را برای مطالعه مهم کرده است بلورهای فوتونی به علت ساختار لایه ای متناوب در یک، دو و یا سه بعد خواص اپتیکی منحصر به فرد و بسیار کاربردی از خود بروز می دهند. قابلیت تنظیم پذیری طیف تراگسیلی بلورهای فوتونی از ویژگی های اساسی آنهاست که با کنترل خواص اپتیکی مواد استفاده شده در طراحی بلور فوتونی حاصل می شود. بنابراین مواد با خواص اپتیکی قابل کنترل بسیار قابل توجه اند از جمله این مواد می توان به ابررساناها و نیز فرامواد اشاره کرد [۳-۴].

فرا مواد که اولین با در سال ۱۹۶۷ توسط وسلاگو پیش بینی شدند[۳]، ساختاری مصنوعی دارند و در سال های اخیر در بلورهای فوتونی مورد استفاده قرار گرفته اند. این مواد دارای ضرایب گذردهی و تراوایی منفی و در نتیجه ضریب شکست منفی هستند. در این مواد بر خلاف مواد موجود در طبیعت، بردار میدان الکتریکی و بردار میدان مغناطیسی و بردار موج یک دستگاه چپگرد را تشکیل می دهند، که از این رو مطالعه انتشار امواج الکترومغناطیسی در این مواد حائز اهمیت است [۳]. از طرفی با توجه به جذب پایین ابررساناها نسبت به فلزات و در نتیجه اتلاف پایین آنها، بلورهای فوتونی حاوی مواد ابررسانا بسیار قابل توجه اند [۴].

هردو نوع بلورهای فوتونی ابررسانا و نیز بلورهای فوتونی چپگرد به طور مجزا فراوان مطالعه شده اند [۴-۵]. با توجه به خواص اپتیکی منحصر به فرد هر دو گروه مواد ابررسانا و فرامواد، در این مقاله نانو بلورهای فوتونی با تناوب دوتایی ابررسانا -فرامواد را مطالعه کردیم و طیف تراگسیل این بلور های فوتونی را با بهره گیری از روش ماتریس انتقال بررسی کرده و پاسخ اپتیکی این نانو ساختار های لایه ای را بنا بر نوع و ضخامت لایه ها و ... مورد بررسی قرار می دهیم.

۲- ساختار و فرمول بندی مساله

یک نانوساختار لایه ای یک بعدی را در نظر می گیریم که هر تناوب آن شامل یک سلول دوتایی از مواد ابررسانا و فرامواد می باشد که N بار در کنار هم قرار داده شده اند. این نانوبلور فوتونی را به اختصار $(M\text{-}S)^N$ می نامیم. طرحواره شماتیک از نانوساختار مورد مطالعه در شکل ۱ نشان داده شده است. در ارتباط با لایه های ابررسانا، بیشتر خواص مواد ابررسانا را می توان توسط مدل دو شاره ای توصیف کرد [۴]. اگر نمونه را بدون اتلاف در نظر بگیریم رسانندگی کاملاً موهومی بوده و به تبع آن ضریب شکست لایه ابررسانا با استفاده از مدل دو شاره ای و تقریب های اعمالی و استفاده از عمق نفوذ لندن در حالت دمای غیر صفر و بدون اتلاف از رابطه زیر بدست می آید[۴]:

$$n_s(\omega,\mathrm{T}) = \sqrt{\varepsilon_s(\omega,\mathrm{T})} = \sqrt{1-\frac{1}{\omega^2\mu_0\varepsilon_0\lambda_L^2}} \qquad (۱)$$

که $\lambda_L \equiv \lambda_0 / \sqrt{1-(\frac{T}{T_c})^2}$ و λ_0 عمق نفوذ لندن در دمای صفر درجه کلوین و $\mathrm{T_c}$ دمای بحرانی ابررسانا می باشد.

روش مطالعه ما، روش ماتریس انتقال است. بر اساس این روش با استفاده از شرایط مرزی برای پیوستگی مولفه های میدان الکتریکی و مغناطیسی، می توان عناصر دامنه های تابشی و بازتابشی در دو نقطه به فاصله Δz در هر یک از لایه های نانوساختار را توسط ماتریسی بهم مربوط ساخت که این ماتریس مشهور به ماتریس انتقال می باشد[۴]:

$$M_j = \begin{bmatrix} \cos(\mathrm{k_z}^j \Delta z) & \frac{1}{iq_j}\sin(\mathrm{k_z}^j \Delta z) \\ iq_j \sin(\mathrm{k_z}^j \Delta z) & \cos(\mathrm{k_z}^j \Delta z) \end{bmatrix}, \qquad (۳)$$

که در آن $k_z^{\,j} = (\omega/c)\sqrt{\varepsilon_j\mu_j}\sqrt{1-(\sin^2\theta/\varepsilon_j\mu_j)}$ مولفه z بردار موج در هر یک از لایه ها می باشد و $q_j = (\sqrt{\varepsilon_j}/\sqrt{\mu_j})\sqrt{1-(\sin^2\theta/\varepsilon_j\mu_j)}$. بنابراین ماتریس انتقال کل برای نانوبلور فوتونی دو لایه مورد مطالعه عبارتست از:

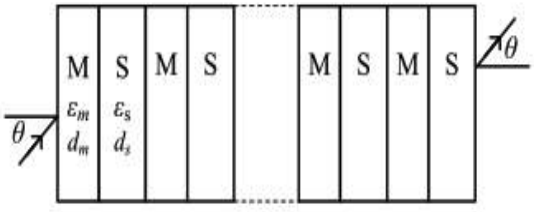
$$M = (M_1 M_2)^N \qquad (۴)$$

که در آن M_1 ماتریس انتقال مربوط به لایه فرامواد و M_2 ماتریس انتقال مربوط به لایه ابررسانا می باشد.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

تراگسیلندگی نانوساختار $T(\omega,r)=|t(\omega,r)|^2$ مطابق رابطه زیر وابسته به عناصر ماتریس انتقال کل ساختار مبی باشد.

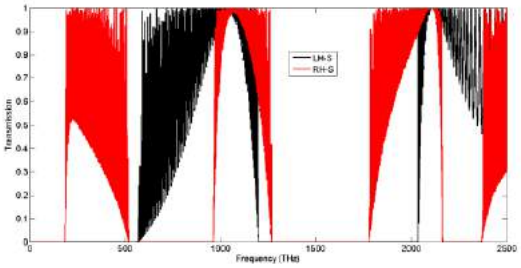
$$t(\omega,r)=\frac{2}{(M_{22}+M_{11})-i(M_{12}+M_{21})} \qquad (۵)$$



شکل ۱: نانوبلور فوتونی ابررسانا شامل فراماده $(M\text{-}S)^N$

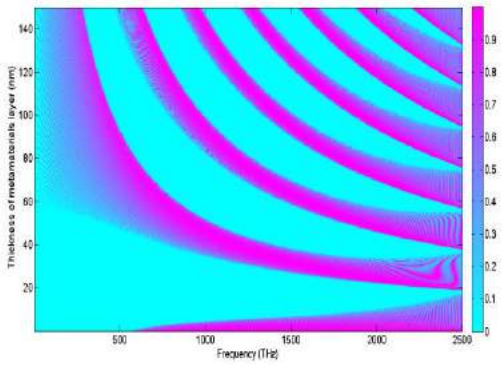
۳- بحث و نتایج

نانوساختار لایه ای $(M\text{-}S)^N$ متشکل از N=100 تناوب دوتایی لایه ابررسانا-لایه فراماده مطابق شکل ۱ در نظر می گیریم. لایه ابررسانا را از جنس Nb با ضخامت $d_s=60\,nm$ انتخاب کردیم که دمای بحرانی آن $T_C=9.2\,K$ و عمق نفوذ لاندن آن $\lambda_0=83.4\,nm$ می باشد. لایه های فراماد در نانوساختار را بدون اتلاف و با ضخامت $d_m=45\,nm$ در نظر گرفتیم. فرض کردیم ضریب گذردهی الکتریکی لایه های فراماده $\varepsilon_m=-10$ و ضریب تراوایی آنها $\mu_m=-1$ باشد.



شکل ۲: مقایسه طیف تراگسیل نانوبلور فوتونی ابررسانا $(D\text{-}S)^N$ با $(M\text{-}S)^N$

مطابق شکل ۲ با در نظر گرفتن ضخامت های معینی از لایه ابررسانا $d_s=60\,nm$ ولایه فراماده $d_D=45\,nm$، طیف تراگسیل نانوساختار لایه ای را در دمای اعمالی $T=4.2K$ رسم کردیم. گاف باندی درفرکانس های پایین و نیز گاف باند فوتونی در گستره طیفی 1200-THz 2036 مشاهده کردیم بار دیگر با جایگزینی دی الکتریکی بجای فراماده با همان ضخامت طیف را رسم کردیم. نتیجه گرفتیم که نانوساختار مورد مطالعه فرکانس قطعی در حوالی $190\,(THz)$ دارد و همچنین علاوه بر گافی که در فرکانس های پایین ظاهر شده سه گاف باند براگ نیز دارد. که یکی از گاف باند ها همپوشانی خوبی با گاف حاصل از نانوبلور فوتونی ابررسانا شامل فراماده دارد این گاف در گستره $1266-1776\,(THz)$ قرار دارد.



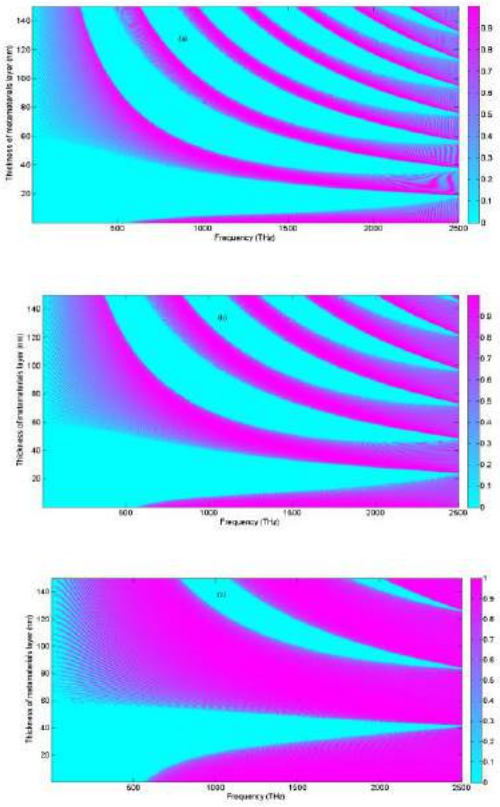
شکل ۳: تاثیر ضخامت فراماده در طیف تراگسیل نانوبلور فوتونی ابررسانا شامل فراماده

با توجه به منشا گاف های فوتونی در بلورهای فوتونی به نظر می رسد که ضخامت فراموا گاف های فوتونی را تحت تاثیر قرار دهد بنابراین به ازای ضخامت های مختلف فراموا طیف تراگسیل نانوبلور فوتونی را مطابق شکل ۳ رسم کردیم و تغییرات عمده ای را در مقدار فرکانس قطع ساختار و نیز گستره طیفی گاف بر حسب تغییرات ضخامت فراموا مشاهده کردیم طوری که با کاهش ضخامت فراموا تا 20nm، فرکانس قطع تا حوالی 2300THz جابجا می شود و گاف باند فوتونی دوم دیگر قابل مشاهده نیست در حالی که با افزایش ضخامت فراموا تا 90 nm بر تعداد گاف ها افزوده می شود ضمن آنکه گاف اولی در حال ناپدید شدن است. بنظر می رسد افزایش ضخامت لایه فراموا و به سبب آن تغییر اختلاف راه نوری منجر به تشکیل باند گاف های دیگر و نابودی گاف اول در طیف تراگسیل نانو بلور فوتونی می شود. به ازای سایر ضخامت ها، واضح است که با افزایش ضخامت فراموا بر تعداد باند گاف ها افزوده می شود.

از خواص منحصر بفرد مواد می توان به ضریب شکست آنها اشاره کرد. بنابراین وابستگی طیف تراگسیل نانوبلور را به ضریب گذردهی فراموا مطالعه کردیم و این وابستگی را مطابق شکل ۴ رسم نمودیم. ضخامت لایه ها را ثابت در نظر گرفتیم. تغییرات ضریب گذردهی فراموا مشابه ضخامت آن، تاثیر عمده ای در تعداد و نیز فرکانس قطع نانو بلور

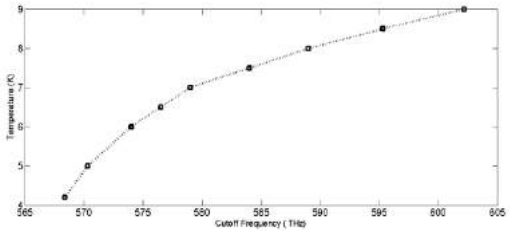
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

فوتونی دارد. از آنجایی که پارامتر ضخامت و ضریب شکست دو پارامتر و مشخصه مهم بلورهای فوتونی است که از طریق رابطه براگ (که تعیین کننده محل گاف ها ی فوتونی در بلورهای فوتونی می باشد) در محل تشکیل گاف ها تاثیر گذار هستند. در واقع با تغییر ضریب گذردهی فراماواد، جنس لایه تشکیل دهنده بلور فوتونی عوض می شود طوری که بنظر می رسد که با نانوبلور فوتونی دیگری سروکار داریم.



شکل۴: تاثیر ضریب گذردهی فراماده در طیف تراگسیل نانوبلور فوتونی ابررسانا شامل فراماده^{N}(M-S) برحسب ضخامت فراماده الف) $\varepsilon_m=-10$ ب) $\varepsilon_m=-6$ و ج) $\varepsilon_m=-2$

از آنجایی که ضریب شکست لایه ابررسانا تابعی از دما می باشد برای بررسی تاثیر ضریب شکست لایه ابررسانای موجود در ساختار بر روی طیف تراگسیل نانوبلور فوتونی کافیست که دمای اعمالی را تغییر دهیم. بنابراین با در نظر گرفتن ضخامت های معین از لایه ابررسانا طیف تراگسیل نانوبلور فوتونی را بررسی کردیم. نمودار تغییرات فرکانس قطع نانو ساختار را بر حسب دمای اعمالی در شکل ۵ رسم کردیم که این تغییرات افزاینده هست.



شکل ۵: تاثیر دمای اعمالی در فرکانس قطع نانوبلور فوتونی

۴- نتیجه گیری

حضور فراماده در نانوبلور فوتونی ابررسانا باعث افزایش پهنای باند گاف های نانوساختار می شود طوری که در گستره $1266-1776(THz)$ باند گاف های این دو نانو ساختارها باهم همپوشانی دارند. علاوه بر آن فرکانس قطعی در چنین ساختارهایی وجود دارد که با افزایش ضریب گذردهی و ضخامت لایه های فراماواد بسمت فرکانس های کوچکتر جابجا می شود. اما بسته به پارامترهای مختلف نانوساختار، فرکانس قطع آنها در گستره $570-600(THz)$ رخ می دهد. نتایج نشان داد که با افزایش دمای اعمالی تا نزدیکی دمای بحرانی ابررسانا، فرکانس قطع نانو ساختار به سمت فرکانس های بالاتر جابجا می شود.

مراجع

[1] E. Yablonovich, “Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics”, Phys. Rev. Lett. 58, 2059-2062, 1987.

[2] S. John, “Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices”, Phys. Rev. Lett. 58, 2486-2489, 1987.

[3] V. G. Veselago, Sov. Phys. Uspekhi, 10, 1968.

[4] H. F. Zang, S. B. Liu and H. Yang, “Omnidirectional photonic band gaps in one-dimensional ternary superconductor-dielectric photonic crystals based on a new Thue-Morse aperiodic structure,” J. Supercond. Nov. Magn 27, 41-52, 2014.

[5] S. K. Srivastava, A. Aghzamali, “Study of optical reflectance properties in 1D annular photonic crystal containing double negative (DNG) metamaterials”, *Physica, B* 489, 67–72, 2016

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

آشکارسازی محوری بر پایه انحراف سنج ماره برای انبرک نوری

علی اکبر خُرشاد[۱]، سیدنادر سیدریحانی[۱] و محمد تقی توسلی[۲]

[۱]دانشگاه صنعتی شریف، تهران، ایران
[۲]دانشگاه تهران، تهران، ایران

چکیده – روش مرسوم آشکارسازی سه بعدی در انبرک نوری استفاده از *QPD* در *BFP* عدسی چگالنده میکروسکوپ طبق مدل تداخلی است که نهایتاً این ابزار را برای مقاصد نیروسنجی آماده می‌سازد. اخیراً به صورت نظری و تجربی نشان دادیم که با استفاده از انحراف سنج ماره یا تداخل سنج تالبوت که متشکل از دو توری پراش با گام یکسان است که یکی در فاصله تالبوت دیگری قرار گرفته، می‌توان طبق همان مدل تداخلی به آشکارسازی عرضی میکرو یا نانو ذره تله شده در انبرک نوری با حساسیت به مراتب بیشتری پرداخت. در این مقاله با تعمیم روش پیشنهادی، مبانی نظری آشکارسازی محوری ذره در تله انبرک نوری را که بر پایه مدل پراکندگی رایلی است استخراج و با آزمایش های انجام شده روی میکروکره پلی استایرین به قطر $۲/۱۷\mu m$، نشان می‌دهیم که نتایج تجربی حاصل با پیش بینی های حاصل از شبیه سازی سازگار بوده و مهمتر این که با روش پیشنهادی می‌توان حساسیت آشکارسازی محوری ذره در تله را تا ۱۵۰٪ نسبت به *QPD* افزایش داد.

کلید واژه- آشکارسازی، انبرک نوری، تداخل سنج تالبوت، تکنیک ماره، تئوری پراش

Moiré Deflectometry-based Axial Detection System for Optical Tweezers

Ali Akbar Khorshad1, Seyed-Nader Seyed-Reihani1, and Mohammad Taghi Tavassoly2

[1]Sharif University of Technology, Tehran, Iran
[2]University of Tehran, Tehran, Iran

Abstract-Measuring force in optical tweezers is provided by using a QPD positioned at the back-focal-plane of the microscope's condenser based on interference model. Recently we showed, both theoretically and experimentally, that utilizing Talbot interferometer or moiré deflectometer in which the second grating is at one of the Talbot distances of the first one, we are able to detect Micro and/or Nano-particle displacements in optical traps with more sensitivity than the QPD detection method. In this paper, we extend the introduced detection method to 3 dimensions and drive the theoretical framework for detecting axial displacements of the trapped objects based on Rayleigh scattering description. Experimental results on 2.17 Micron bead approve the theoretical predictions and in addition we acquire a 150% improvement factor in detection sensitivity relative to the conventional QPD method.

Keywords: Detection, Optical Tweezers, Talbot Interferometer, Moiré Technique, Diffraction Theory.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

انبرک نوری ابتدا در سال ۱۹۸۶ توسط آرتور اشکین و همکارانش ابداع شد[۱]. این ابزار غیر مخرب برای میکرودستکاری نوری، اساساً یک باریکه لیزر است که توسط یک عدسی شیئی میکروسکوپ با روزنه عددی بالا شدیداً کانونی شده است. در فضای پیرامون کانون شاهد دو نوع نیروی پراکندگی ناشی از فشار تابشی لیزر و گرادیانی ناشی از گرادیان توزیع شدت هستیم که برای ذرات دی الکتریک با ضریب شکست بیشتر از محیط، شبیه تله عمل کرده و ذرات را به درون خود می کشاند. این تله اصطلاحاً اپتیکی شامل میکرو کره تله شده، مانند یک سیستم جرم و فنر رفتار کرده که نیروی آن از قانون هوک پیروی می کند ($F = kx$ که در اینجا F نیرو، k ثابت سختی تله و x جابجایی ذره از مرکز تله است). به خاطر همپوشانی نیروهای پیکونیوتونی این تله با نیروی های موجود در اجزای زیستی، این ابزار نیروسنجی کاربردهای فراوانی در حوزه علوم زیستی یافته است[۲].

اندازه گیری جابجایی میکروکره تله شده در انبرک نوری (اصطلاحاً آشکارسازی) دارای اهمیت زیادی است چرا که پس از آن با یافتن ثابت سختی تله به کمک یکی از روش های درجه بندی انبرک نوری که معمولاً روش طیف توانی است[۳]، این ابزار برای مقاصد نیروسنجی آماده خواهد بود. روش های آشکارسازی عبارت اند از: ویدئو میکروسکوپی، تداخل سنجی قطبشی، QPD (فوتودیود چهارتایی) و آشکارساز حساس به جابجایی که در روش مرسوم QPD، این آشکارساز طبق یک مدل تداخلی در صفحه کانون پشتی (BFP) عدسی چگالنده جایی که باریکه های لیزر پراکنده شده و پراکنده نشده تداخل می‌کنند، قرار می گیرد[۴]. در عمل برای مسدود نشدن مسیر روشنایی میکروسکوپ انبرک نوری، این صفحه توسط یک عدسی به صفحه مزدوج آن تصویر شده و آشکارساز در آنجا می‌نشیند. با جابجایی نانومتری ذره، الگوی تداخلی روی سطح آشکارساز جابجا شده و نهایتاً اندازه گیری تفاضل سیگنال های حاصل از نیمه های راست و چپ، و بالا و پایین به ترتیب معادل با جابجایی ذره در راستاهای x و y، و مجموع سیگنال های حاصل از ۴ ربع QPD معادل با جابجایی ذره در راستای z (محوری) خواهد بود.

اخیراً آشکارساز نوینی بر پایه تکنیک ماره برای اولین بار توسط نویسندگان مقاله برای انبرک نوری معرفی شده است[۵-۶]. این آشکارساز برخلاف QPD که از پدیده تداخل بهره می‌برد، در اصل دو توری پراش رانکی با گام یکسان است که توری اول در صفحه مزدوج BFP عدسی چگالنده و توری دوم در یکی از فواصل تالبوت متوالی توری اول قرار می‌گیرد. باریکه های لیزر پراکنده شده از ذره و پراکنده نشده، از توری اول پراش یافته و خود تصویر آن را در یکی از فواصل تالبوت ایجاد می‌کنند. سپس این باریکه ها از توری دوم نیز پراش یافته و پس از آن با یکدیگر تداخل می کنند. بعد از این مجموعه که به تداخل سنج تالبوت یا انحراف سنج ماره نیز مشهور است شاهد فریزهای ماره موازی‌ای خواهیم بود که تحلیل کل الگوی ماره یا جفت فریزهای ماره متقابل به تنهایی، امکان آشکارسازی حرکت-های نانومتری ذره در تله را با حساسیت بیشتری نسبت به QPD فرآهم می‌سازد. در پژوهش های قبلی به مبانی نظری و تجربی این روش آشکارسازی برای جابجایی های عرضی ذره در تله اشاره شد[۵-۶] که در این مقاله به تعمیم این روش برای اندازه گیری جابجایی های محوری ذره در تله خواهیم پرداخت.

۲- مبانی نظری آشکارسازی محوری

از نقطه نظر تئوری، تله اندازی نوری ذرات را می‌توان مسئله برهم‌کنش نور و ماده دانست که بسته به اندازه قطر ذرات (d) نسبت به طول موج لیزر (λ)، توصیف های متفاوت اپتیک هندسی ($d \gg \lambda$)، پراکندگی رایلی ($d \ll \lambda$) و اپتیک Mie ($d \approx \lambda$) را به دنبال خواهد داشت که در این مقاله از توصیف رایلی برای بیان چارچوب نظری بهره خواهیم برد. با تله شدن ذره در چاه پتانسیل سه بعدی انبرک نوری، بخشی از باریکه لیزر پراکنده شده و بخشی دیگر پراکنده نشده باقی می‌ماند. می‌توان نشان داد که میدان الکتریکی باریکه دوم در BFP عدسی چگالنده میکروسکوپ از رابطه (۱) بدست می‌آید: $E_{us}(v,v,z) \cong$

$$\frac{ikw_0 I_{tot}^{\frac{1}{2}}}{R(\pi\epsilon_s c_s)^{\frac{1}{2}}}\, e^{-\frac{v^2+v^2}{w^2}}\, e^{-i\vec{k}.\vec{R}} \qquad (1)$$

که در آن $k = \frac{2\pi n_s}{\lambda}$، n_s، w_0، I_{tot}، ϵ_s، c_s، w و R به ترتیب عدد موج، ضریب شکست محیط نمونه، کمر باریکه لیزر در صفحه کانون، شدت کل باریکه لیزر، ضریب گذردهی

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

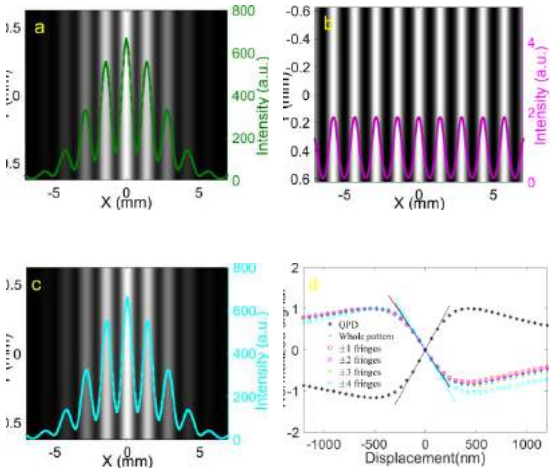
الکتریکی نمونه، سرعت نور در محیط نمونه، کمر باریکه لیزر در صفحه مشاهده و فاصله کانون لیزر از نقطه مشاهده (υ, ν, z) است. با استفاده از قانون ABCD در اپتیک گوسی، می‌توان معادله میدان مختلط را در صفحه مزدوج BFP عدسی چگالنده جایی که توری اول انحراف سنج ماره قرار گرفته، بدست آورد. با بسط فوریه توری طبق رابطه (۲) (q گام توری و $b_n = \frac{\sin(\frac{n\pi}{2})}{n\pi}$ دامنه هارمونیک n ام توری است)

$$T(\nu) = \sum_{-\infty}^{+\infty} b_n \exp(i2\pi n \frac{\nu}{q}) \qquad (2)$$

و استفاده از انتگرال پراش فرنل-کیرشهف می‌توان اثر پراش این باریکه از توری اول را در یکی از فواصل تالبوت بدست آورده و با در نظر گرفتن توری دوم همانند رابطه (۲) و اعمال دوباره انتگرال پراش فرنل-کیرشهف، الگوی ماره این باریکه را پس از تداخل سنج تالبوت مشاهده کرد. دلیل تشکیل فریزهای ماره در این حالت، برهم‌نهی فیزیکی توری دوم و خود تصویر توری اول است که گام آن به خاطر کروی بودن جبهه موج فرودی تغییر کرده است. شکل ۱(a) شبیه سازی این الگوی ماره را برای یک جفت توری با گام یکسان $50\ \mu m$ نشان می‌دهد. می‌توان به سادگی ثابت کرد که در تقریب رایلی، میدان الکتریکی باریکه پراکنده شده از ذره در تله که در راستای محوری به اندازه z_s از مرکز تله جابجا شده است در BFP عدسی چگالنده از رابطه (۳) بدست می‌آید:

$$E_s \cong \frac{E_{0s}(z_s)}{z_0} e^{-ikz_0} e^{ikz_s} e^{-\frac{ik}{2z_0}\left(1+\frac{z_s}{z_0}\right)(\upsilon^2+\nu^2)} \qquad (3)$$

که در آن $E_{0s}(z_s) = \frac{k^2 \alpha E_0}{[1+(\frac{\lambda z_s}{\pi w_0{}^2})^2]^{1/2}}\ e^{-ikz_s + i\xi(z_s)}$، $E_0 = \frac{2I_{tot}{}^{1/2}}{w_0(\pi\epsilon_s c_s)^{1/2}}$ و $\xi(z_s) = \tan^{-1}(\frac{\lambda z_s}{\pi w_0{}^2})$ است (در این روابط z_0 و α به ترتیب فاصله صفحه مشاهده از کانون لیزر و قطبش پذیری ذره است). همانند آنچه که برای باریکه پراکنده نشده بیان شد، می‌توان با استفاده از قانون ABCD، بسط فوریه توری ها همانند رابطه (۲) و دو بار استفاده از انتگرال پراش فرنل-کیرشهف، میدان الکتریکی باریکه پراکنده شده از ذره را پس از تداخل سنج تالبوت و نهایتاً الگوی ماره ناشی از این باریکه را مشاهده کرد. شکل ۱(b) یک الگوی نوعی مربوط به این باریکه را برای همان جفت توری‌ها نشان می‌دهد. به دلیل



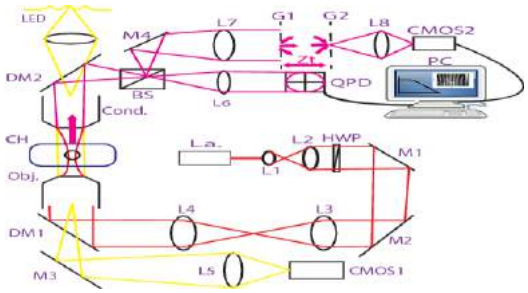
شکل ۱: الگوهای ماره حاصل از باریکه های پراکنده نشده (a)، پراکنده شده از ذره (b) و برهم نهی آنها پس از انحراف سنج ماره (c). منحنی های آشکارسازی QPD و تحلیل های مختلف الگوی ماره (d).

تفکیک نشدن الگوی های ماره پراکنده نشده و پراکنده شده از یکدیگر، برآیند میدان ها پس از جفت توری را در نظر گرفته و به الگوی ماره برآیند می‌پردازیم. شکل ۱(c) الگوی ماره برآیند حاصل از شبیه سازی را نشان می‌دهد. برای آشکارسازی محوری برخلاف آشکارسازی عرضی ذره، همانند QPD شدت های دو نیمه الگوی ماره یا جفت فریزهای متقابل را بر حسب جابجایی های مختلف ذره با یکدیگر جمع می‌کنیم. شکل ۱(d) منحنی های شبیه سازی آشکارسازی محوری ذره در تله را برای روش های QPD و ماره نشان می‌دهد. (لازم به ذکر است که شیب قسمت خطی منحنی آشکارسازی به عنوان حساسیت تعریف می‌شود).

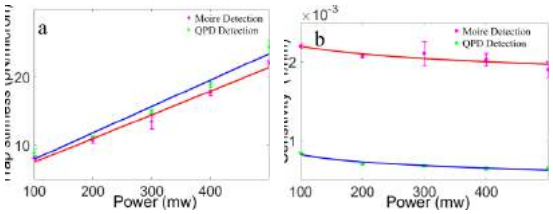
۳- کارهای تجربی

شکل ۲ چیدمان انبرک نوری بکار گرفته شده را به تصویر می‌کشد که به بخش آشکارسازی مرسوم آن (QPD)، آشکارساز انحراف سنج ماره نیز افزوده شده است. در صفحه مزدوج BFP عدسی چگالنده که توسط عدسی L7 ایجاد شده است توری رانکی اول با فرکانس $\frac{lp}{mm}$ ۲۰ و در فاصله $11mm$ از آن، توری دوم با همان فرکانس قرار گرفته و نگهدارنده توری ها امکان تنظیم زاویه تقریباً صفر

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد



شکل ۲: چیدمان تجربی انبرک نوری تلفیق شده با آشکارساز ماره. L، M، D.M.، G، Obj.، CH، Cond.، La، HWP، BS و CMOS به ترتیب عدسی، آینه، آینه دو رنگی، توری، عدسی شیئی، محفظه آزمایش، عدسی چگالنده، لیزر، تیغه نیم موج، باریکه شکن و دوربین ثبت تصویر می‌باشند.



شکل ۳: مقایسه نتایج تجربی حاصل از آشکارسازهای ماره و QPD. (a) ثابت سختی تله و (b) حساسیت آشکارسازی بر حسب توان.

بین آنها برای ایجاد فریزهای ماره موازی را فراهم می‌کند. نهایتاً پس از توری دوم عدسی تصویرساز L8 و دوربین CMOS2 قابلیت ثبت تصویرهای ماره با ابعاد ۶ × ۸۰۰ پیکسل با فرکانس ۵ KHz را مهیا می‌سازد. در مراجع [۶-۵] ثبت تصاویر با ابعاد ۶۰۰ × ۸۰۰ پیکسل و با فرکانس ۴۰۰Hz گزارش شده بود که روش درجه بندی نیروی کشش سیال بکار گرفته شد ولی در اینجا به راحتی می‌توان از روش طیف توانی برای یافتن ثابت سختی تله و ضریب تبدیل بهره برد. در یک آزمایش نوعی برای اثبات تجربی آشکارسازی محوری انبرک نوری با استفاده از انحراف سنج ماره و مقایسه نتایج حاصل با روش استاندارد QPD، یک ذره پلی استایرین با قطر $2/17\ \mu m$ تله شد و در توان های مختلف لیزر، سری های زمانی آن به روش QPD و الگوهای ماره حاصل برای مدت ۳s ثبت شدند. در ادامه با استفاده از کدهای پردازش تصویر تحت متلب که بدین منظور توسط نویسندگان این مقاله نوشته شده اند، سری های زمانی مربوط به کل الگوی ماره استخراج شدند. از آنجا که بنا داریم در نهایت حساسیت این دو روش را با یکدیگر مقایسه کنیم لازم است داده های تله خالی را نیز ثبت کرده و سری های زمانی نرمالیزه شده را حساب کنیم. با در اختیار داشتن سیگنال های نرمالیزه شده هر روش و استفاده از یک بسته نرم افزاری استاندارد تحت متلب که کار برازش منحنی های طیف توانی با تابع لورنتزی و استخراج ضرایب درجه بندی را انجام می‌دهد، این ضرایب به ازای هر توان برای هر دو روش مشخص شدند. شکل ۳(a) رفتار خطی ثابت سختی محوری تله بر حسب توان را برای هر دو روش آشکارسازی نشان می‌دهد که از توافق خوب روش ماره با QPD حکایت دارد (ثابت سختی برای جفت فریزهای متقابل همانند مقدار حاصل از کل الگوی ماره است) و شکل ۳(b) میزان حساسیت (عکس ضریب تبدیل نرمالیزه شده) آشکارسازی با QPD و تحلیل الگوهای ماره حاصل از آشکارساز معرفی شده را نشان می‌دهد.

۴-نتیجه‌گیری

با توجه به مطالب نظری و تجربی ارائه شده در این مقاله می‌توان نتیجه گرفت که انحراف سنج ماره علاوه بر آشکارسازی عرضی، قادر است جابجایی های نانومتری محوری ذره در تله را با حساسیتی حدود ۱/۵ برابر بیشتر از QPD اندازه گیری کند.

۵-سپاسگزاری

از معاونت پژوهشی دانشگاه صنعتی شریف، صندوق حمایت از پژوهشگران و فناوران کشور و ستاد توسعه فناوری نانو به خاطر حمایت های مالی سپاسگزاریم.

مراجع

[1] A. Ashkin, et al.,"Observation of a single-beam gradient force optical trap for dielectric particles", Opt. Lett., Vol. 11, No. 5, pp. 288-290, 1986.

[2] K. Svoboda, et al.," Direct observation of kinesin stepping by optical trapping interferometry", Nature, Vol. 365, No. 6448 , pp. 721-727 1993.

[3] P. M. Hansen, et al., "Tweezercalib 2.0:Faster version of MatLab package for precise calibration of optical tweezers", Comp. Phys. Commu., Vol. 174, No. 6, pp. 518-520, 2006.

[4] F. Gittes, et al., "Interference model for back-focal-plane displacement detection in optical tweezers", Opt. Lett., Vol. 23, No. 1, pp. 7-9 1998.

[5] A. A. Khorshad, et al., "Moiré deflectometry-based position detection for optical tweezers", Opt. Lett., Vol. 42, No. 17, pp. 3506-3509 2017.

[6] علی اکبر خُرشاد، سیدنادر سید ریحانی، محمد تقی توسلی، آشکارسازی انبرک نوری بر پایه تکنیک ماره، کنفرانس انجمن فیزیک ایران، ۱۳۹۶.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

بررسی خواص نوری سرامیک‌های CaF_2 آلاییده به یون نادر خاکی Eu^{3+}

اشکان جعفریان دهکردی[۱]، یوسف هاتفی[۲]، ناصر هاتفی کرگان[۱]، وحید امیرزاده فتوت[۲]

دانشگاه سیستان و بلوچستان[۱]-دانشگاه جامع امام حسین(ع) تهران[۲]

چکیده- سنتز نانوبلورهای CaF_2 آلاییده به یون Eu^{3+} با استفاده از روش اندرکنش حالت جامد انجام شده است. تحلیل طیف پراش اشعه X از نمونه پودری و نمونه سرامیکی نشان داده است که این سرامیک ساختاری مکعب شکل داشته و میانگین اندازه نانوذرات پودری برابر با ۴۰ نانومتر می‌باشد. طیف میکروسکوپ الکترونی روبشی نشان داد که مورفولوژی نانوپودرها تقریبا کروی است. سرامیک‌های $CaF_2:Eu^{3+}$ توسط روش پخت جرقه ای پلاسما (SPS) در شرایط دمایی و فشاری مشخصی صورت گرفته است. چگالی مربوط به سرامیک و اندازه دانه بندی میانگین نیز مورد محاسبه و بررسی قرار گرفته است. در این تحقیق سعی شده تا میزان نوری که سرامیک مورد نظر در محدوده نوری فرابنفش تا فروسرخ گسیل می‌کند بررسی و مشاهده شود.

CaF_2 کلید واژه- سرامیک – یون‌های خاکی کمیاب – خواص نوری سرامیک‌ها- سرامیک‌های

Optical properties investigation of Eu-doped CaF_2 ceramics

1Ashkan Ja'farian Dehkordy, 2Yosof Hatefi, 1Naser Hatefi Kargan, 2Vahid Amirzadeh Fotovat

[1]University of Sistan and Balouchestan-[2]University of Imam Hossein in Tehran

Abstract- The synthesis of CaF_2 doped with Eu^{3+} nanocrystals has been done by solid state interaction. XRD analysis of powder and ceramic samples showed that these ceramics has cubical structure and average grain size of the nanopowder particles is 40 nm. SEM spectrum of nanopowders showed that the morphology of them is approximately spherical. $CaF_2:Eu^{3+}$ ceramics were fabricated by spark plasma sintering (SPS) method at different P-T conditions. Related density of the ceramics and average grain size also has been investigated. In this paper it is tried to show the amount of light emitted in UV to IR region.

Keywords: CaF_2 ceramics- Ceramics optical properties- Rare earth ions-Doped ceramics.

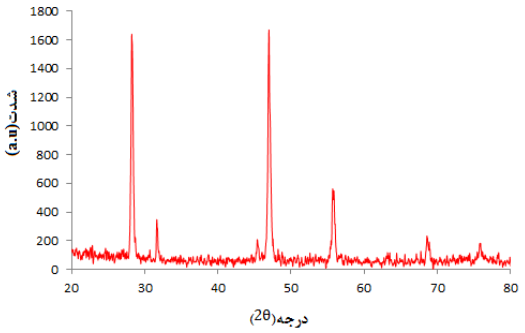
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

ترکیبات فلورایدی موادی بسیار جالب برای کاربرد های لیزری است[۱]. بلورهای کلسیم فلوراید خواص عالی از قبیل انرژی فونونی، نقطه ذوب[۱] و ضریب شکست پایین، مقاومت شیمیایی بالا، میزان بالایی از انتقال نور در محدوده فرابنفش دور تا نیمه های فروسرخ و آستانه تخریب لیزری بالا از خود نشان می‌دهند. خواصی اینچنین بلور را از نظر نوری به یک محیط مادی مهم تبدیل می‌کند. اخیرا فناوری سرامیک لیزری فواید بسیاری نسبت به تک‌بلورها از خود نشان می‌دهد و در عمل سرامیک‌ها می‌توانند در اندازه های بزرگ با آلایندگی همگن یون‌های فعال لیزری در مواد میزبان تولید شوند. CaF_2 های چند بلوری برای اولین بار با عنصر دیسپروزیوم به عنوان یک یون فعال لیزری سنتز شدند. اخیرا رسانایی گرمایی سرامیک‌های کلسیم فلوراید طبیعی بررسی و با تکبلورهای CaF_2 مقایسه شده است، همچنین این سرامیک‌ها خواص مکانیکی بهتری نسبت به تک بلورها از خود نشان می‌دهند[۲]. فلوریدها به دلیل انرژی فونونی مناسب و خصلت یونی بالا برای تولید فلورسانس قوی میزبان‌های موثری هستند که منجر به جذب کمتر نسبت به مواد دیگر می‌شوند. برای مثال CaF_2 یک میزبان جالب و خوب برای فسفرها با خواص جالب لومیسانت تبدیل بالا و تبدیل پایین است[۳]. ترکیبات فلورایدی بخصوص کلسیم فلوراید دمای سینترینگ پایین‌تری در مقایسه با ترکیبات اکسیدی از خود نشان می‌دهند. همچنین است که این ترکیبات محدوده طول‌موج گسترده‌ای از ۰/۱۲۵ میکرومتر تا ۱۰ میکرومتر از خود ارائه می‌دهند[۴]. تحلیل پراش اشعه X از ترکیب کلسیم فلوراید (CaF_2) نشان داده است که این ترکیب آرایش بلوری به شکل مکعب از فلوریت دارد. یون‌های Ca^{2+} در یک شبکه مکعبی مرکز حجمی و یون‌های F^- در یک شبکه مکعبی قرار گرفته‌اند. هر یون فلورین توسط چهار یون کلسیم و هر یون کلسیم با ۸ یون فلورین احاطه شده است[۵]. فلورین‌ها ساختار مکعبی ساده دارند اما کلسیم‌ها تنها مراکز مکعب‌ها را به صورت یک در میان اشغال می‌کنند. در هر راس مکعب یک یون فلورین وجود دارد که هشت مکعب دیگر را شامل می‌شود. نیمی از مکعب‌ها یون‌های کلسیم در مرکز خود دارند. نهایتا با توجه به توضیحات ارائه شده با یک ساختار مکعبی مرکز حجمی از یون های F^- حول Ca^{2+} مواجه خواهیم بود. در بلورهای آلاییده ساختار یکسان باقی می‌ماند[۲].

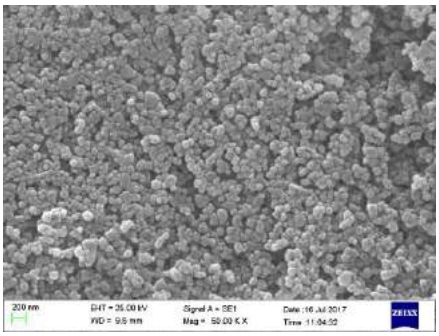
۲- روش تجربی

ماده NaF را در یک بشر حاوی آب مقطر ریخته و ماده با همزن برقی در آب مقطر حل شد، سپس کم کم مخلوط $CaCl_2$ به NaF اضافه شد تا جایی که کاملا رسوب کرده بود، از طرفی در اثر حرارت زیاد نمک حاصل از واکنش تبخیر شده است. سپس محلول درون بشر را از یک صافی عبور داده تا ماده CaF_2 ته‌نشین شده در انتهای بشر بدست آمد. سپس این ماده حاصله را در آون تحت دمای ۸۰°C قرار داده تا کاملا خشک شد. پس از خشک شدن در هاون کوبیده شد و به مدت ۲۰ ساعت، بال میل شده است، سپس ۰/۵٪ مولی از عنصر EuF_3 با ۹۹/۵٪ مولی از CaF_2 مخلوط شده است. مخلوط پودری حاصله از صافی با مش ۲۰۰ که ذرات پودری را به اندازه ۴۰ میکرومتر تبدیل می‌کرد عبور داده شد. به همین منوال ۵ نمونه پودری مهیا شد. با استفاده از روش‌های طیف‌سنجی XRD و SEM و نمودار حاصل از این طیف‌سنجی‌ها، بهترین نمونه پودری که در این میان نمونه شماره ۵ بوده، نمونه پودری مورد نظر برای پخت در نظر گرفته شد که طیف XRD و SEM آن به ترتیب مطابق با شکل‌های ۱ و ۲ می‌باشد. قله های مشخص شده در شکل ۱ مطابق با فایل کتابخانه ای مربوط به پودر CaF_2 می‌باشد.



شکل ۱- تصویر XRD از نمونه پودری شماره ۵.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

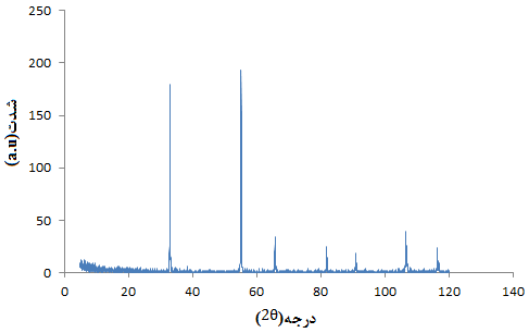


شکل ۲- تصویر میکروسکوپ الکترونی روبشی نمونه شماره ۵.

پس از مشخص شدن نمونه مورد نظر برای پخت، میزان آلایندگی را از ۰/۵٪ مولی به ۲٪ مولی تغییر داده و میزان ۲/۵ گرم از نمونه پودری برای تهیه نمونه A و میزان ۴/۵ گرم برای تهیه نمونه B آماده شد. فرآیند پخت با دستگاه SPS (Spark Plasma Sintering) صورت گرفته است. این دستگاه شامل دو بازوی گرافیتی بوده که نمونه پودری را فشرده کرده و همچنین از طریق جرقه های پلاسمایی درون نمونه را هم گرم می‌کند. آهنگ پخت نمونه‌های A و B در این دستگاه به این شرح می‌باشد: برای نمونه A ابتدا ماده پودری را به مدت ۲۰ ساعت بال‌میل کرده و پس از آن درون قالب با قطر ۱۳ میلی‌متر ریخته و شرایط برای پخت مهیا شد. ابتدای کار دما را از ۰°C تا ۷۵۰°C در مدت زمان ۳۰ دقیقه در دستگاه SPS افزایش داده و سپس در این دما تحت فشار ۴۰ مگاپاسکال نگهداشته شد تا نمونه شکل بگیرد، سپس نمونه را پولیش داده تا به جهت شفاف شدن مقداری از ضخامت آن کم شده است. نمونه بدست آمده کاملا مسطح بوده و قطر آن ۱۳ میلی‌متر بوده است، اما برای ساخت نمونه B همان مراحل طی شده اما این بار ماده پودری درون قالب با قطر ۳۰ میلی‌متر ریخته شد، پس از آن در شروع کار دما را در ابتدا از ۰°C تا ۸۰۰°C در مدت زمان ۱۰ دقیقه افزایش داده و پس از آن نمونه تحت فشار ۱۰ مگاپاسکال در دمای ۸۰۰°C نگهداشته شد، پس از آن دما را طی مدت زمان ۳ دقیقه از ۸۰۰°C تا ۱۰۷۰°C رسانده و به مدت ۱۵ دقیقه تحت فشار ۷۰ مگاپاسکال در همین دما نگهداشته شد تا نمونه فرم و شکل بگیرد. قطر این نمونه متفاوت از نمونه قبلی بوده و برابر با ۳۰ میلی‌متر بوده است. دستگاه XRD برای بررسی طیف نمونه‌های پودری و سرامیک‌ها جهت بررسی فاز بلوری و ساختار نمونه‌های پودری و سرامیک‌ها استفاده گردید. همچنین از دستگاه فوتولومینسانس جهت اندازه گیری شدت و میزان گسیل نور از نمونه‌ها مورد استفاده قرار گرفت. دستگاه SEM نیز جهت بررسی مورفولوژی نانوذرات پودری و دانه-بندی‌های موجود در نمونه‌های سرامیکی استفاده گردیده است.

۳-نتایج و بحث

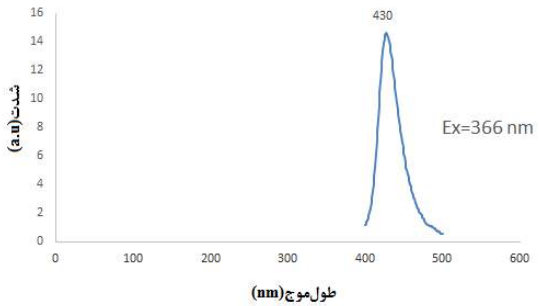
از نمونه B طیف XRD گرفته شده و مطابق با شکل ۳ قله‌های مشاهده شده مطابق با قله های ذکر شده در شکل ۱ بوده و هم پوشانی داشته است و با فایل کتابخانه ای مطابقت دارد.



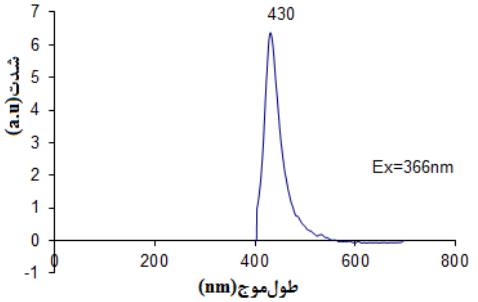
شکل ۳- الگوی پراش اشعه X نمونه B.

شکل ۴ طیف نشر نمونه A را نشان می‌دهد. نمونه مورد نظر درون دستگاه تحت تابش و تحریک طول‌موج ۳۶۶ نانومتر قرار گرفت و در طول‌موج ۴۳۰ نانومتر از خود گسیلی با شدت ۱۴(a.u) نشان داد. لازم به ذکر است که این گسیل در اثر گذارهای الکترون‌ها در ترازهای الکترونی یون فعال Eu^{3+} می‌باشد. شکل ۵ طیف نشر نمونه B را نشان می‌دهد. نمونه B نیز تحت تحریک طول‌موج ۳۶۶ نانومتر قرار گرفت و مشابه نمونه A از خود گسیلی در طول‌موج ۴۳۰ نانومتر به نمایش گذاشت اما با این تفاوت که میزان شدت در این نمونه برابر با ۶(a.u) بود. نکته حائز اهمیت در آن است که دمای کمتر در پخت نمونه و همچنین میزان فشار کمتر در نمونه A نسبت به نمونه B در میزان شدت نشر نقش داشته و اثرگذار است. شکل ۶ تصویر میکروسکوپ الکترونی روبشی از نمونه A را نشان می‌دهد. با توجه به محاسبات انجام شده اندازه میانگین دانه‌بندی برابر با ۸۶ نانومتر می-باشد. شکل ۷ تصویر میکروسکوپ الکترونی روبشی از نمونه B را نشان می‌دهدکه مقدار میانگین اندازه دانه‌بندی برای نمونه B برابر با ۵۵ نانومتر می‌باشد.

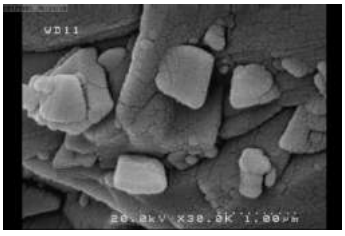
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد



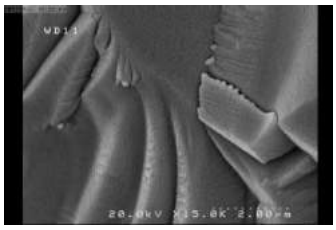
شکل ۴- طیف نشر نمونه A که با طول‌موج ۳۶۶ نانومتر برانگیخته شد.



شکل ۵- طیف نشری نمونه B که با طول‌موج ۳۶۶ نانومتر برانگیخته شد.

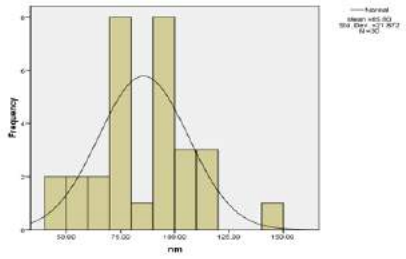


شکل ۶- تصویر میکروسکوپ الکترونی روبشی از نمونه A.

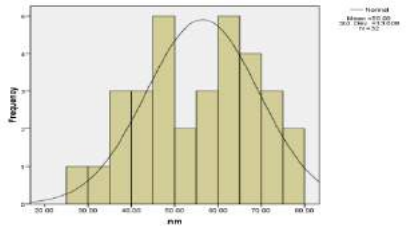


شکل ۷- تصویر میکروسکوپ الکترونی روبشی از نمونه B.

همچنین توزیع اندازه ذرات نمونه‌های A و B در شکل های ۸ و ۹ آمده و میانگین اندازه ذرات مشخص شده است. میزان چگالی نمونه‌های A و B با استفاده از فرمول ارشمیدس بدست آمده است. میزان چگالی ماده سرامیکی $CaF_2:Eu^{3+}$ برابر با $3/18\ g/cm^3$ می‌باشد. بنابر محاسبات صورت گرفته میزان چگالی نمونه A برابر $3/15\ gr/cm^3$ می‌باشد که برابر با ۹۹/۰۶٪ چگالی تئوری می‌باشد. میزان چگالی محاسبه شده برای نمونه B برابر با $3/17\ g/cm^3$ که برابر با ۹۹/۶۹٪ چگالی تئوری می‌باشد.



شکل ۸- نمودار توزیع اندازه ذرات نمونه A.



شکل ۹- نمودار توزیع اندازه ذرات نمونه B.

۴- نتیجه‌گیری

الگوی پراش اشعه X از نمونه B نشان داد که ترکیب CaF_2 آلاییده به ۲٪ یون EuF_3 دارای ساختاری مکعب شکل می‌باشد. شدت نشر نمونه A نسبت به نمونه B بیشتر است. نمونه‌ها نشری در ناحیه مرئی با طول‌موج ۴۳۰ نانومتر داشتند. اندازه دانه‌بندی میانگین برای نمونه A برابر ۸۶ نانومتر و نمونه B برابر ۵۵ نانومتر می‌باشد. چگالی اندازه‌گیری شده از نمونه‌ها به ترتیب برابر با $3/15 g/cm^3$ معادل ۹۹/۰۶٪ چگالی تئوری و $3/17 g/cm^3$ معادل ۹۹/۶۹٪ چگالی تئوری بوده که نزدیکترین میزان چگالی به چگالی تئوری می‌باشد.

مراجع

[1] Lu, G., Mei, B., Song, J., Li, W. and Xing, R.,.Fabrication and properties of highly transparent Nd-doped CaF_2 ceramics, *Materials Letters*, *115*, pp.162-164, 2014.

[2] Samuel, P., Ishizawa, H., Ezura, Y., Ueda, K.I. and Babu, S.M., Spectroscopic analysis of Eu doped transparent CaF_2 ceramics at different concentration, *Optical Materials*, *33*(5), pp.735-737, 2011.

[3] Ye, W., Huang, Q., Liu, X. and Hu, G. A facile synthesis of $CaF_2:Eu^{2+}$ nanoparticles using citrate-stabilized Au catalysts. *ActaMaterialia*, *122*, pp.420-430, 2017.

[4] Zhou, W.B., Cai, F.F., Zhi, G.L. and Mei, B.C., Fabrication of highly-transparent Er:CaF_2 ceramics by hot-pressing technique, *Materials Science-Poland*, *32*(3), pp.358-363, 2014.

[5] Somiya, S., Aldinger, F., Spriggs, R.M., Uchino, K., Koumoto, K. and Kaneno, M. eds., *Handbook of Advanced Ceramics: Materials, Applications, Processing and Properties*, Academic Press, pp 199-24, 2003.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

شبیه‌سازی اثر جنس نقاط کوانتومی بر طیف جذب و مشخصه‌های سلول‌های خورشیدی حساس‌شده با نقاط کوانتومی

حسین وحید دستجردی، حمیدرضا فلاح و مرتضی حاجی محمودزاده

گروه فیزیک- دانشگاه اصفهان

چکیده – در این پژوهش ما تاثیر استفاده از نقاط کوانتومی مختلف به عنوان حساس‌کننده در سلول‌های خورشیدی حساس‌شده با نقاط کوانتومی را مورد بررسی قرار دادیم و نمودار طیف جذب، نمودار چگالی جریان- ولتاژ و مشخصه‌های مربوط به آن را به دست آوردیم. سپس تاثیر استفاده از دو نوع نقاط کوانتومی مختلف در یک سلول خورشیدی را مورد بررسی قرار دادیم و مشاهده کردیم استفاده از دو نوع حساس‌کننده که هر کدام در قسمتی از ناحیه‌ی طیفی، جذب خوبی دارند؛ می‌تواند بازده تبدیل توان سلول را به مقدار قابل ملاحظه‌ای نسبت به زمانی که هر کدام از این دو نوع حساس‌کننده به تنهایی به کار برده می‌شوند، افزایش دهد.

کلید واژه- بازده تبدیل توان، حساس‌کننده، سلول خورشیدی حساس‌شده با نقاط کوانتومی، طیف جذب، نقاط کوانتومی.

Simulation of the effect of quantum dots type on the absorption spectrum and characteristics of quantum dot sensitized solar cells

Hossein Vahid Dastjerdi, Hamidreza Fallah, Morteza Hajimahmoudzadeh

Department of Physics, University of Isfahan

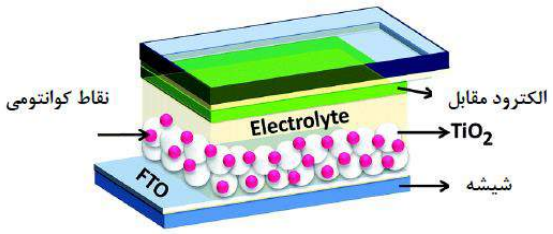
Abstract- In this study, we investigated the effect of using different quantum dots as sensitizers in quantum dot sensitized solar cells and we obtained the absorption diagrams, current density- voltage diagrams and related characteristics. Then we study the effect of using two different types of quantum dots in a solar cell and we observed using two types of sensitizers that each one absorbs specific parts of solar spectrum, can increase the power conversion efficiency of the cell.

Keywords: power conversion efficiency, sensitizer, quantum dot sensitized solar cell, absorption spectrum, quantum dots.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

با افزایش نیاز بشر به انرژی و محدود بودن منابع سوخت‌های فسیلی، منابع انرژی تجدیدپذیر و قابل اعتماد از جمله انرژی خورشیدی مورد توجه ویژه‌ی پژوهشگران قرار گرفته‌اند [۱]. در میان سلول‌های خورشیدی، سلول‌های خورشیدی حساس‌شده با نقاط کوانتومی به دلیل خواص ویژه‌ای که دارند مانند جذب زیاد نور، سنتز آسان، هزینه‌ی تولید کم، تولید چند اکسیتون (جفت الکترون-حفره) در اثر جذب تک فوتون و هم‌چنین با توجه به اینکه گاف انرژی آن‌ها توسط اندازه‌ی آن‌ها قابل کنترل می باشد تا بتوان ناحیه‌ی جذبشان را بر ناحیه‌ی مورد نظر طیف خورشیدی منطبق کرد، نمونه‌ی امیدبخشی از سلول‌های خورشیدی نسل سوم بوده‌اند [۲]. پیکربندی این سلول‌ها شبیه سلول‌های خورشیدی رنگدانه‌ای شامل لایه‌ای از نانوذرات TiO_2 متخلخل، حساس کننده، الکترولیت و الکترودها می‌باشد و تنها تفاوت آن‌ها در نوع حساس‌کننده (نقاط کوانتومی یا رنگ) می‌باشد [۳]. با جذب نور توسط نقاط کوانتومی، اکسیتون‌ها تولید شده و با انتقال الکترون‌ها به آند TiO_2، فوتوجریان شکل می‌گیرد [۴]. در شکل ۱ ساختار کلی این نوع سلول‌های خورشیدی نشان داده شده است.



شکل۱: ساختار سلول‌های خورشیدی حساس‌شده با نقاط کوانتومی

در این پژوهش ما با شبیه‌سازی سلول‌های خورشیدی حساس‌شده با نقاط کوانتومی با استفاده از روش تفاضل محدود حوزه‌ی زمان (FDTD[۱])، جذب نور در ناحیه‌ی فعال این نوع سلول‌ها محاسبه کرده و سپس با حل معادلات دریفت – دیفیوژن برای این سلول‌ها با استفاده از نتایج حاصل از شبیه‌سازی اپتیکی، توانستیم مشخصه‌های الکتریکی آن‌ها را استخراج نماییم.

۲- روش شبیه‌سازی

در روش FDTD با حل معادلات ماکسول، میدان‌های الکتریکی ($\vec{E}$) و مغناطیسی ($\vec{H}$) را که ابتدا توابع پیوسته‌ای از زمان هستند گسسته کرده و میدان‌ها را در زمان $n\Delta t$ که به طور اختصار با n نمایش می‌دهیم توسط روابط پله- زمانی (۱) و (۲) به دست می‌آوریم [۵].

$$\vec{E}^{(n+1)} = \vec{E}^{(n)} + \frac{\Delta t}{\varepsilon}\vec{\nabla}\times\vec{H}^{(n+\frac{1}{2})} \qquad (۱)$$

$$\vec{H}^{(n+\frac{3}{2})} = \vec{H}^{(n+\frac{1}{2})} - \frac{\Delta t}{\mu}\vec{\nabla}\times\vec{E}^{(n+1)} \qquad (۲)$$

در این رابطه ε گذردهی الکتریکی و μ نفوذپذیری مغناطیسی می‌باشد. با داشتن روابط (۱) و (۲) و با در اختیار داشتن میدان الکتریکی اولیه ($\vec{E}^{(0)}$) می‌توان مقدار نهایی میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی را محاسبه نمود. برای محاسبه‌ی توان جذب‌شده توسط سلول بر واحد حجم در هر بسامد نیز می‌توان از رابطه‌ی (۳) استفاده کرد. برای محاسبه‌ی آن تنها لازم به دانستن شدت میدان الکتریکی و قسمت موهومی گذردهی الکتریکی ماده‌ی مورد نظر می‌باشیم، که در شبیه‌سازی به روش FDTD به سادگی قابل محاسبه می‌باشند [۵].

$$P_{\text{abs}}(r,\omega) = -0.5\times\omega|E|^2\,\text{Im}(\varepsilon) \qquad (۳)$$

با استفاده از توان جذب‌شده می‌توان نرخ تولید الکترون-حفره‌ها را با استفاده از معادله‌ی (۴) دست آورد [۵].

$$G(r) = \int \frac{P_{abs}}{\hbar\omega}d\omega \qquad (۴)$$

سرانجام با حل معدلات دریفت- دیفیوژن برای حامل‌ها که به صورت جدا برای الکترون‌ها و حفره‌ها توسط روابط (۵) و (۶) داده می‌شوند، با در نظر گرفتن معادلات پیوستگی، نرخ تولید و نرخ بازترکیب برای هر کدام از حامل‌ها، می‌توان نمودار جریان ولتاژ سلول‌های خورشیدی را به دست آورد [۶].

[۱] Finite-difference time-domain

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

$$J_n = q\mu_n nE + qD_n \nabla n \quad (۵)$$

$$J_p = q\mu_p pE - qD_p \nabla p \quad (۶)$$

در این معادلات، q ، بار الکترون، μ_n و μ_p به ترتیب تحرک‌پذیری الکترون و حفره، n و p به ترتیب چگالی الکترون‌ها و حفره‌ها، E میدان الکتریکی، D_n و D_p به ترتیب ضریب دیفیوژن الکترون‌ها و حفره‌ها می‌باشند.

از روی نمودار چگالی جریان- ولتاژ مربوط به سلول‌های خورشیدی به ترتیب توسط رابطه‌ی (۷) و (۸) می‌توان ضریب پرشدگی و بازده تبدیل توان را محاسبه نمود [۶].

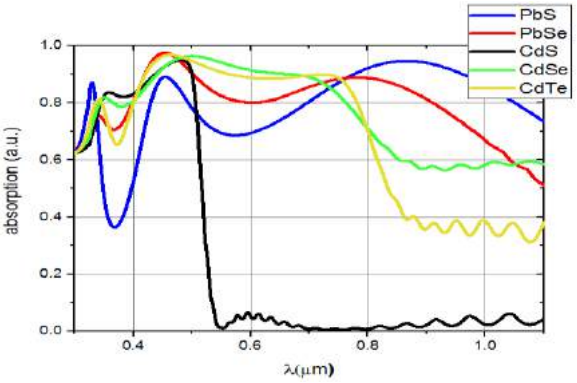
$$FF = \frac{P_{\max}}{J_{SC} V_{OC}} \quad (۷)$$

$$\eta = \frac{J_{SC} V_{OC} FF}{P_{solar}} \quad (۸)$$

که $P_{\max}$، بشینه چگالی توان دریافتی از سلول، V_{OC} ولتاژ مدار- باز و J_{SC} چگالی جریان اتصال-کوتاه می‌باشد. P_{solar} شدت نور فرودی خورشید ($100\ mW/cm^2$) برای استاندارد AM 1.5 می‌باشد.

نتایج شبیه‌سازی

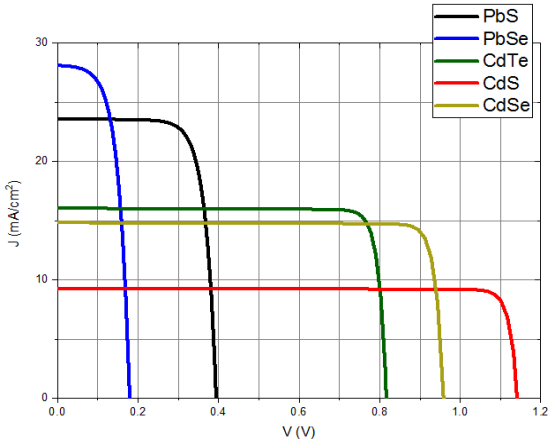
شکل ۲ طیف جذب در ناحیه‌ی طول موجی ۳۰۰ تا ۱۱۰۰ نانومتر را برای سلول‌های خورشیدی حساس‌شده با نقاط کوانتومی مختلف نشان می‌دهد. از میان این نانومواد، PbS و PbSe به دلیل این‌که باند جذب را به سمت ناحیه‌ی فروسرخ توسعه می‌دهند، می‌توانند نرخ تولید الکترون- حفره را تا حد زیادی افزایش دهند. همین امر سبب افزایش چگالی جریان برای سلول‌های ساخته‌شده توسط این مواد شده است (جدول ۱).



شکل ۲: طیف جذب سلول ناحیه‌ی فعال سلول خورشیدی

اما همان‌طور که در شکل ۳ نمودار چگالی جریان- ولتاژ مربوط به این سلول‌ها قابل مشاهده است، نقاط کوانتومی PbS و PbSe علی‌رغم جذب نور بسیار خوب، ولی به دلیل کم بودن گاف انرژی که دارند، V_{OC} پایینی دارند.

سایر نقاط کوانتومی که اثر آن‌ها نیز شبیه‌سازی شده است به دلیل بیش‌تر بودن گاف انرژی آن‌ها و در نتیجه جمع‌آوری الکترون‌ها با انرژی بیش‌تر، موجب بالا بودن V_{OC} برای این سلول‌ها شده است.



شکل ۳: نمودار چگالی جریان- ولتاژ

همان‌گونه که در جدول ۱ از نتایج حاصل از مشخصه‌یابی سلول‌های خورشیدی شبیه‌سازی شده پیداست، بازده تبدیل توان در صورت استفاده از نقاط کوانتومی CdSe بیشترین مقدار (۱۲/۵۱٪) خود را در بین این سلول‌ها داراست.

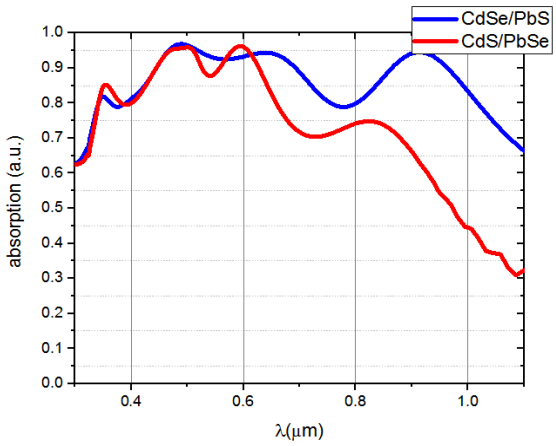
جدول ۱: نتایج حاصل از مشخصه‌یابی نمودار چگالی جریان- ولتاژ

حساس‌کننده	J_{SC} (mA/cm^2)	V_{OC} (V)	FF	η (%)
PbS	۲۳/۶	۰/۳۹	۰/۸۴	۷/۷۳
PbSe	۲۸/۱	۰/۱۸	۰/۶۱	۳/۰۸
CdS	۹/۳	۱/۱۴	۰/۹	۹/۵۴
CdSe	۱۴/۸	۰/۹۵	۰/۸۹	۱۲/۵۱
CdTe	۱۶/۱	۰/۸۲	۰/۸۸	۱۱/۶۲

در صورت استفاده از دو نوع نقطه کوانتومی می‌توان میزان جذب و بازدهی سلول خورشیدی را توسط دو ماده کنترل کرد. برای مثال در صورت استفاده از دو نوع حساس‌کننده CdS/PbSe (شکل۴)، می‌توان جذب سلولی که در آن از نقاط کوانتومی CdS استفاده شده بود و در نمودار شکل ۲ نشان دادیم دارای جذب مناسبی برای طول موج‌های بلندتر

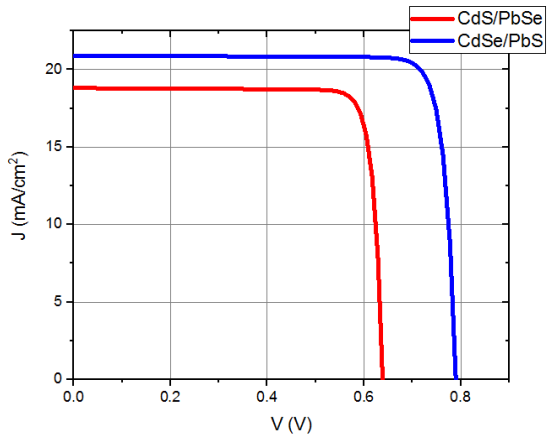
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

از ۶۰۰ نانومتر نیست، بهبود ببخشیم. همچنین سلول خورشیدی حساس‌شده با دو نوع نقطه کوانتومی CdSe/PbS با داشتن جذب بسیار بالا سرتاسر ناحیه‌ی ۳۰۰ تا ۱۱۰۰ نانومتر، نرخ تولید جفت الکترون- حفره بالایی را دارا می باشد و با توجه به مشخصه‌های جدول ۲ بازدهی بالاتری نسبت به سایر سلول‌های بررسی شده را دارا می‌باشد.



شکل۴: طیف جذب سلول‌های خورشیدی حساس‌شده با دو نوع نقاط کوانتومی مختلف

با توجه به جدول ۲ می‌توان دریافت سلول حساس‌شده با نقاط کوانتومی CdS/PbSe دارای V_{OC} بالاتری نسبت به سلول خورشیدی حساس‌شده تنها با PbSe می‌باشد. شکل۵ نمودار چگالی جریان- ولتاژ مربوط به سلول‌های حساس‌شده توسط دو نوع نقاط کوانتومی را نشان می‌دهد.



شکل۵: نمودار چگالی جریان- ولتاژ

جدول۲: نتایج حاصل از مشخصه‌یابی نمودار چگالی جریان- ولتاژ

حساس‌کننده	J_{SC} (mA/cm^2)	V_{OC} (V)	FF	η (%)
CdS/PbSe	۱۸/۸	۰/۶۴	۰/۸۶	۱۰/۴
CdSe/PbS	۲۰/۹	۰/۷۹	۰/۸۷	۱۴/۳۴

نتیجه‌گیری

با توجه به بازدهی بالایی که برای سلول‌های خورشیدی حساس شده با نقاط کوانتومی پیش‌بینی می شود، این سلول‌ها می‌توانند در آینده با بهبود هر چه بیشتر بازدهی، جایگزین مناسبی سلول‌های خورشیدی سیلیکونی باشند. در سلول‌های خورشیدی حساس‌شده با نقاط کوانتومی با استفاده از دو نوع حساس‌کننده‌ی مختلف که یکی از آن‌ها از میان عناصر PbS و PbSe انتخاب شود تا بتواند با گسترش محدوده‌ی جذب به ناحیه‌ی فروسرخ نرخ تولید حامل‌ها را افزایش دهد و دیگری از عناصری با گاف انرژی بیش‌تر از ۱eV انتخاب شود تا بتواند علاوه بر افزایش جذب در ناحیه‌ی طول موج‌های کوتاه‌تر، V_{OC}سلول را بهبود بخشد، می‌توان به بازدهی‌های بسیار بیشتر از سلول‌های خورشیدی حساس‌شده با یک نوع نقاط کوانتومی دست یافت.

مراجع

[1] Devabhaktuni, Vijay, et al. "Solar energy: Trends and enabling technologies." *Renewable and Sustainable Energy Reviews* 19 (2013): 555-564.

[2] Lee, Yuh-Lang, and Yi-Siou Lo. “Highly efficient quantum-dot-sensitized solar cell based on co-sensitization of CdS/CdSe.” Advanced Functional Materials 19.4 (2009): 604-609.

[3] Hanna, M. C., and A. J. Nozik. “Solar conversion efficiency of photovoltaic and photoelectrolysis cells with carrier multiplication absorbers.” Journal of Applied Physics 100.7 (2006): 074510.

[4] Lee, Ji-Won, et al. “Electron injection from a cds quantum dot to a tiO2 conduction band as an efficiency limiting process: Comparison of qd depositions between silar and linker assisted attachment.” *Journal of Photopolymer Science and Technology* 29.3 (2016): 357-362.

[5] Gross, P. A., et al. "Theoretical and photo-electrochemical studies of surface plasmon induced visible light absorption of Ag loaded TiO2 nanotubes for water splitting." *Applied Physics Letters* 109.15 (2016): 153903.

[6] Luque, Antonio, and Steven Hegedus, eds. *Handbook of photovoltaic science and engineering*, P. 63-91, John Wiley & Sons, 2011.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

اثر نقاط کوانتومی PbS برخواص اپتیکی و الکتریکی سلول خورشیدی آلی PCBM:P3HT

حسین وحید دستجردی، علی حیدری فرد، حمیدرضا فلاح و مرتضی حاجی محمودزاده

دانشگاه اصفهان، گروه فیزیک

چکیده – امروزه ساخت سلول‌های خورشیدی با استفاده از مواد آلی به دلیل خواص این مواد رو به افزایش است. به همین دلیل پژوهش‌هایی در راستای افزایش بازدهی این نوع از سلول‌ها در حال انجام است. یکی از روش‌های افزایش بازده این نوع از سلول‌ها استفاده از نقاط کوانتومی است. در این پژوهش، ابتدا سلول خورشیدی آلی با ماده‌ی فعال *PCBM:P3HT* شبیه‌سازی شد. این ماده به دلیل گاف انرژی مناسبی که برای کاربرد در دستگاه‌های فتوولتاییک دارد یکی از پرکاربردترین مواد در سلول‌های خورشیدی آلی لایه ی نازک می باشد. سپس اثر استفاده از نقاط کوانتومی *PbS* بر مشخصه‌های اپتیکی و الکتریکی این سلول با ارائه‌ی بهترین ساختار از میان ساختارهای مورد مطالعه قرار گرفته، بررسی شد. با استفاده از این نقاط کوانتومی می‌توان چگالی جریال سلول مورد نظر را بهبود بخشید و بازدهی آن را بیش از ۳۵ درصد بهبود بخشید.

کلید واژه- سلول خورشیدی آلی، نقاط کوانتومی.

Effect of PbS Quantum Dots on Optical and Electrical Properties of Organic Solar Cells PCBM: P3HT

Hossein Vahid Dastjerdi, Ali Heidarifard, Hamidreza Fallah, Morteza Hajimahmoudzadeh

Department of Physics, University of Isfahan

Abstract- production of organic solar cells is increasing due to the properties of organic materials. For this reason, studies are under way to increase the efficiency of this type of cells. One of the methods for increasing the efficiency of this type of cells is the use of quantum dots. In this study, the PCBM: P3HT organic solar cell was simulated and then the effect of using PbS quantum dots on cell characteristics was investigated. We show that the use of quantum dots increase efficiency and improve optical and electrical properties of solar cells.

Keywords: Organic Solar Cells, Quantum Dots.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

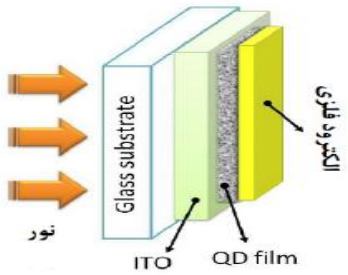
۱- مقدمه

سلول‌های فتوولتائیک آلی (OPV[1]) تکنولوژی بسیار امیدوارکننده و کم‌هزینه‌ای برای تولید انرژی می‌باشند. ویژگی‌های اصلی این نوع سلول‌ها توانایی ساخت در ابعاد بزرگ، روش‌های ساخت ساده و ارزان و هم‌چنین انعطاف‌پذیری بسیار بالای آن‌ها است. عیب اصلی این نوع سلول‌ها در حال حاضر بازدهی کم‌تر آن‌ها در مقایسه با سلول‌های سیلیکونی است؛ به همین علت، تحقیقات گسترده‌ای در زمینه‌ی بالابردن بازدهی سلول‌های آلی در حال انجام است [۱]. یکی از مهم‌ترین پارامترهای تاثیرگذار بر عملکرد این نوع سلول‌ها، ساختار و خواص لایه‌ی فعال سلول می‌باشد. که در این میان، سلول‌های ساخته‌شده از ترکیب ۱:۱ دو ماده‌ی آلی PCBM[2] و P3HT[3] یکی از بهترین و پر بازده‌ترین انواع سلول‌های آلی می باشد [۲].

یکی از روش‌هایی که جهت افزایش جذب و بهبود بازدهی سلول‌های خورشیدی وجود دارد استفاده از نقاط کوانتومی در آن‌ها می باشد. نقاط کوانتومی به دلیل تولید الکترون- حفره چندگانه در اثر جذب تک فوتون و تنظیم ناحیه‌ی جذبشان با تغییر اندازه آن‌ها، مورد استفاده‌ی گسترده قرار گرفته‌اند [۳]. در این میان نقاط کوانتومی PbS[4] به دلیل جذب بالا در ناحیه‌ی طیفی مرئی و فروسرخ یکی از پرکاربردترین انواع نقاط کوانتومی در سلول‌های خورشیدی می‌باشد [۴].

هدف این پژوهش آن است که با استفاده از شبیه‌سازی، اثر استفاده از نقاط کوانتومی PbS در بر مشخصه‌های الکتریکی و اپتیکی سلول خورشیدی آلی با ماده ی فعال PCBM:P3HT مورد بررسی قرار گیرد. این ماده‌ی پلیمری یک ساختار پیوند ناهمگون حجمی به وجود می‌آورد و پارامترهای مختلفی از جمله ضخامت لایه و درصد وزنی ماده‌ی دهنده و پذیرنده در ترکیب با یکدیگر، تاثیر بسیار زیادی بر بازدهی سلول می‌گذارد. دلیل دیگر استفاده از نقاط کوانتومی PbS نیز این است که سنتز این مواد به روش‌های شیمیایی مانند رشد کلوئیدی و یا رسوب در حمام شیمیایی ساده می‌باشد [۵]. می‌توان محلول کلوئیدی این مواد را به راحتی به روش لایه‌نشانی چرخشی بر روی سطح مورد نظر به صورت لایه‌ای مجزا نشاند.

در سلول‌های خورشیدی شاتکی که ساختار آن‌ها در شکل۱ نشان داده شده است، گروه ادوارد هارگارد[5] نشان دادند نقاط کوانتومی می‌توانند با تولید الکترون و حفره به عنوان ماده‌ی فعال باشند و به تنهایی ساختار یک سلول خورشیدی کامل را تشکیل دهند ولی بازدهی پایین در حدود ۱ درصد برای این سلول‌ها گزارش شده است [۶].



شکل۱: ساختار سلول خورشیدی شاتکی

۲- بررسی و شبیه‌سازی

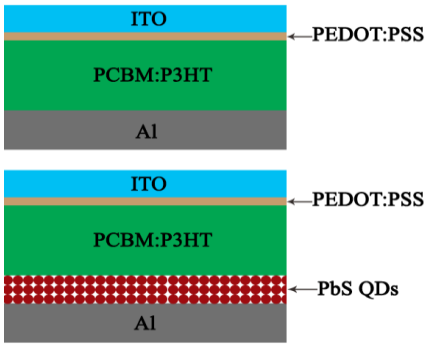
ساختار سلول‌های شبیه سازی شده به صورت شکل۲ می‌باشد. و همان‌گونه که مشاهده می‌شود در یکی از ساختارها از نقاط کوانتومی PbS استفاده شده است. اندازه‌ی در نظر گرفته شده برای این نقاط بین ۱/۲ تا ۳/۵ نانومتر می‌باشد و درکنار یکدیگر بدون پیروی از الگوی خاصی به صورت تصادفی قرار گرفته‌اند. PEDOT: PSS یک ماده‌ی پلیمری می‌باشد که وقتی به عنوان لایه‌ی میانگیر بین لایه‌ی فعال و آند ITO قرار داده می‌شود کارایی و پایداری سلول را افزایش می‌دهد. مهم‌ترین ویژگی فیزیکی آن جهت استفاده در سلول‌های فتوولتائیک، تابع کار بالا و هموارسازی سطح ITO می‌باشد. در این شبیه‌سازی ضخامت این لایه ۵۰ نانومتر فرض شده است.

جهت شبیه‌سازی از نرم افزار لومریکال[6] استفاده شده است که یکی از قدرتمندترین نرم‌افزارهای موجود برای تحلیل‌های اپتیکی و الکتریکی می‌باشد. روش شبیه‌سازی

[1] Organic photovoltaic
[2] [6,6]-phenyl-C61-butyric acid methyl ester
[3] poly(3-hexylthiophene)
[4] Lead sulfide
[5] Edward H. Sargent
[6] lumerical

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

بر مبنای تفاضل محدود حوزه‌ی زمان (FDTD[1]) می‌باشد.



شکل۲: شکل بالا ساختار سلول شبیه‌سازی شده بدون استفاده از نقاط کوانتومی و شکل پایین ساختار سلول شبیه‌سازی شده با استفاده از نقاط کوانتومی می‌باشد

در این روش ناحیه‌ی شبیه‌سازی شده شبکه‌بندی گردیده و معادلات ماکسول در فضای این شبکه‌ها حل گشته، میدان الکتریکی ($\vec{E}$) و میدان مغناطیسی ($\vec{H}$) و در نتیجه بردار پوئین‌تینگ سرتاسر این ناحیه توسط رابطه‌ی (۱) به دست می‌آید.

$$\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H} \qquad (۱)$$

میزان جذب در ناحیه‌ی فعال سلول در واحد حجم (A) از رابطه‌ی (۲) به دست می‌آید [۷].

$$A = -\frac{1}{2}\mathrm{Re}(\vec{\nabla} \cdot \vec{S}) \qquad (۲)$$

برای به دست آوردن نرخ تولید الکترون- حفره‌ها از رابطه‌ی (۳) استفاده شده است [۷].

$$GR = \int \left(\frac{\varepsilon'' \left| \vec{E}(\omega) \right|^2}{2\hbar} \right) d\omega \qquad (۳)$$

که در آن ε'' قسمت موهومی تابع دی الکتریک مربوط به ماده‌ی جاذب می‌باشد، و انتگرال‌گیری باید در سراسر ناحیه‌ی طیفی نور خورشید انجام شود. با استفاده از نرخ تولید GR می‌توان جریان مدار- کوتاه (J_{SC}) را با استفاده از رابطه‌ی (۴) محاسبه نمود [۷].

$$J_{SC} = \frac{q}{S} \int GR dV \qquad (۴)$$

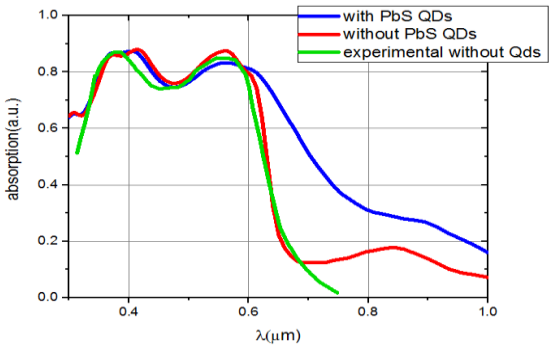
که در این رابطه q بار الکترون و S مساحت ناحیه‌ی فعال می باشد و انتگرال‌گیری روی حجم ناحیه‌ی فعال انجام می شود. بازده سلول نیز از رابطه‌ی (۵) محاسبه می‌شود [۸].

$$\eta = \frac{J_{SC} V_{OC} FF}{P_{solar}} \qquad (۵)$$

در این رابطه V_{OC} ولتاژ مدار- باز، FF ضریب پرشدگی و P_{solar} شدت تابش نور فرودی خورشید می‌باشد که میزان آن برابر ۱۰۰ mW/cm^2 برای استاندارد AM ۱/۵ در نظر گرفته شده است.

۳- نتایج و بحث

دراین قسمت نتایج شبیه‌سازی شده مورد بررسی قرار می‌گیرید. شکل۳ ضریب جذب در بازه طیفی ۰/۳ میکرومتر تا ۱ میکرومتر را برای دو سلول خورشیدی شبیه‌سازی شده نشان می‌دهد. همانطور که در شکل پیداست جذب در ناحیه مرئی و ماوراء بنفش تقریبا در دو حالت یکسان است اما در سلولی که در آن از نقاط کوانتومی PbS استفاده شده است ضریب جذب درناحیه طیفی ۰/۶ تا ۱ میکرومتر به نسبت افزایش می‌یابد. نقاط کوانتومی PbS با افزایش باند جذب به سمت ناحیه‌ی فروسرخ می‌توانند سبب افزایش نرخ تولید الکترون و حفره شوند.



شکل۳ : ضریب جذب بری دو سلول در ناحیه طیفی۰/۳ میکرومتر تا ۱ میکرومتر

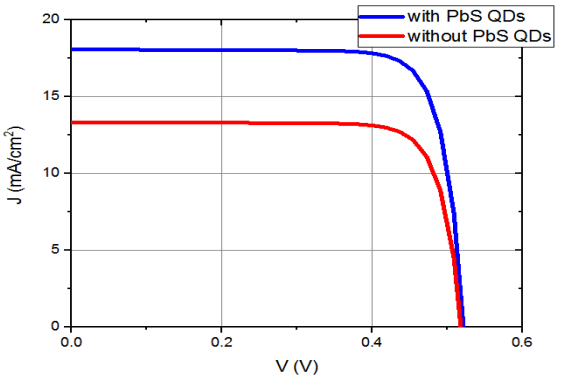
در شکل۳ نتایج تجربی سلول PCBM:P3HT بدون

[1] Finite-difference time-domain

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

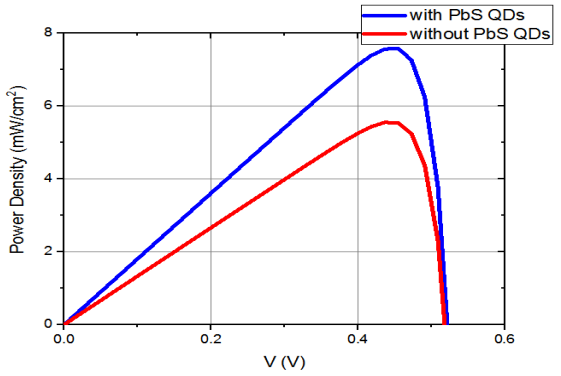
استفاده از نقاط کوانتومی نیز آورده شده است [۹]، و همان‌طور که مشاهده می‌شود این نتایج تطبیق خوبی با نتایج حاصل از شبیه‌سازی داشته است. استفاده از نقاط کوانتومی در این سلول خاص به صورت تجربی انجام نشده است ولی قابلیت انجام این کار نیز وجود دارد.

شکل۴ نمودار جریان-ولتاژ را برار دوحالت بحث شده نشان می‌دهد. همانطور که ملاحظه می‌شود J_{sc} در حالتی که در آن از نقاط کوانتومی استفاده نشده است برابر ۱۳/۲۴ mA/cm^2 بوده و حالتی که در آن از نقاط کوانتومی PbS استفاده شده است برابر ۱۸/۰۷ است. بنابراین استفاده از نقاط کوانتومی J_{sc} سلول را ۳۶% افزایش می‌دهد.



شکل۴ : نمودار چگالی جریان- ولتاژ

شکل۵ نمودار چگالی توان-ولتاژ را در دو سلول شبیه‌سازی شده نشان می‌دهد. همانطور که مشاهده می‌شود استفاده از نقاط کوانتومی PbS باعث افزایش چگالی توان سلول می‌شود.



شکل۵ : نمودار چگالی توان-ولتاژ

در جدول۱ مشخصه‌های مربوط به این دو سلول خورشیدی آورده شده است. ضریب پرشدگی برای هر دو حالت تقریبا یکسان می‌باشد ولی استفاده از نقاط کوانتومی تاثیر بسیار زیادی بر بازدهی سلول می‌گذارد.

جدول ۱: مشخصه‌های محاسبه شده سلول‌های خورشیدی

نوع سلول	J_{SC} (mA/cm²)	V_{OC} (V)	FF	η (%)
Without QDs	۱۳/۲۴	۰/۵۱	۰/۸۲	۵/۵۵
With QDs	۱۸/۰۷	۰/۵۲	۰/۸۱	۷/۵۸

۴- نتیجه‌گیری

استفاده از نقاط کوانتومی PbS باعث افزایش جذب نور در ناحیه‌ی طیفی ۰/۳۵ میکرومتر تا ۰/۴۲ میکرومتر و همچنین در ناحیه‌ی طیفی ۰/۶ میکرومتر تا ۱ میکرومتر می‌شود. J_{sc} و بازده تبدیل توان برای سلول خورشیدی بدون نقاط کوانتومی به ترتیب برابر ۱۳/۲۴mA/cm² و ۵/۵۵% و برای سلول‌های خورشیدی که در آن از نقاط کوانتومی استفاده شده بود به ترتیب ۱۸/۰۷ mA/cm² و ۷/۵۸% محاسبه شد. بنابراین نتیجه گرفته می‌شود که استفاده از نقاط کوانتومی PbS در سلول خورشیدی آلی با ماده‌ی جاذب PCBM:P3HT باعث افزایش چشمگیر بازده تبدیل توان به میزان ۳۶% نسبت به سلول‌های بدون نقاط کوانتومی می‌شود.

مراجع

[1] Brabec, Christoph J., and James R. Durrant. “Solution-processed organic solar cells.” Mrs Bulletin 33.7 (2008):670-675.

[2] Kim, K., Liu, J., Namboothiry, M. A., & Carroll, D. L. “Roles of donor and acceptor nanodomains in 6% efficient thermally annealed polymer photovoltaics.” Applied Physics Letters 90.16 (2007):163511.

[3] Im, J. H., Lee, C. R., Lee, J. W., Park, S. W., & Park, N. G. “6.5% efficient perovskite quantum-dot-sensitized solar cell.” Nanoscale 3.10 (2011):4088-4093.

[4] Supran, G. J., Song, K. W., Hwang, G. W., Correa, R. E., Scherer, J., Dauler, E. A., ... & Bulović, V. “High-performance shortwave-infrared light-emitting devices using core–shell (PbS–CdS) colloidal quantum dots.” Advanced materials 27.8 (2015):1437-1442,

[5] Mousa, Abdelrazek. "Synthesis and Characterization of PbS Quantum Dots." (2011).

[6] Sargent, Edward H. "Colloidal quantum dot solar cells." *Nature photonics* 6.3 (2012): 133-135.

[7] Xu, Yunlu, Joseph Murray, and Jeremy N. Munday. “Photonics and Plasmonics for Enhanced Photovoltaic Performance.” Quantum Dot Solar Cells. Springer New York, 2014. 349-382.

[8] Luque, Antonio, & Steven Hegedus, eds. *Handbook of photovoltaic science and engineering*. John Wiley & Sons, 2011.

[9] Park, K., Oh, S., Jung, D., Chae, H., Kim, H., & Boo, J. H.. “Hafnium metallocene compounds used as cathode interfacial layers for enhanced electron transfer in organic solar cells.” *Nanoscale research letters* 7.1 (2012): 74.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

شبیه‌سازی و بهبود راندمان سیستم فوتو ولتائیک با استفاده از ردیاب دومحوره

احسان رضاقلی زاده[۱]،نسرین دخت باطنی پور[۲]

[۱]کارشناسی ارشد برق الکترونیک، دانشگاه آزاد اسلامی، واحد دماوند، ehsan.ghz.m@gmail.com .

[۲]استادیار دانشکده برق و کامپیوتر، دانشگاه آزاد اسلامی، واحد تهران شمال،
batenipour_nd@srbiau.ac.ir،batenind@gmail.com.

چکیده – در این مقاله با درنظر گرفتن موقعیت مکانی پنل خورشیدی، تقویم نجومی منطقه‌ای و همچنین مسیر حرکتی روزانه و لحظه‌ای خورشید عملکرد سیستم‌های فوتو ولتائیک ثابت و متحرک شبیه‌سازی شد. بدین منظور ابتدا مسیر حرکتی خورشید و عملکرد موتور پیاده‌سازی شد. سپس مدل ردیاب خورشیدی دومحوره پیاده‌سازی شد و بر اساس آن توان تولیدی و بازدهی سیستمهای فوتو ولتائیک ثابت و متحرک محاسبه گردید. محاسبات برای شهر تهران در دو روز تابستانی و پاییزی انجام شد. منحنی توان پرتوهای خورشیدی، توان دریافتی و توان تولیدی پنل‌های خورشیدی استخراج شد. نتایج حاصل نشان داد، استفاده از سیستم ردیاب موجب می‌شود پنل‌های خورشیدی تقریبا کل توان پرتوهای خورشیدی را دریافت کنند. لذا راندمان سیستمهای متحرک به ۵۰/۶ درصد می‌رسد که در مقایسه با راندمان سیستمهای ثابت که ۱۴/۱ درصد است، بهبود چشمگیری دارد. از مزایای سیستم ردیاب دومحوره ارائه شده در مقایسه با سایر طرح‌ها می‌توان به دقت بالای الگوریتم تولید مسیر خورشیدی و عدم استفاده از سنسور جهت تعیین موقعیت خورشید اشاره نمود.

کلید واژه- ردیاب خورشیدی، ردیاب دو محوره، سیستم فوتو ولتائیک، مسیر خورشیدی.

Simulation and Efficiency Enhancement of Photovoltaic Systems Using Dual Axis Tracker

Ehsan Rezagholizadeh 1, Nasrindokht Batenipour2

1 Department of Electrical Engineering, Damavand Branch, Islamic Azad University, Damavand, Iran.

2 Department of Electrical and Computer Engineering, North Tehran Branch, Islamic Azad University, Tehran.

Abstract- In this paper, we have simulated the operation of fixed and tracking photovoltaic systems, considering the location of solar panel, local astronomical calendar and sun path. For this purpose, first, sun path and operation of the motor was simulated. Then, the dual axis sun tracker was modeled, and accordingly, generated power and the efficiency of both fixed and tracking photovoltaic systems were calculated. The calculation was made for Tehran for two summer and autumn days. The solar power, received power and generated power of solar panels were extracted. Our results proved that due to using tracking systems, solar panels receive almost all solar power. Therefore, the efficiency of tracking systems rises to 50.6% which is a considerable enhancement in comparison to the efficiency of fixed systems, which is 14.1%. The advantages of our dual tracking system over the other ones are the accuracy of sun path algorithm and no need for using sensors.

Keywords: sun tracker, dual axis tracker, photovoltaic system, sun path.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

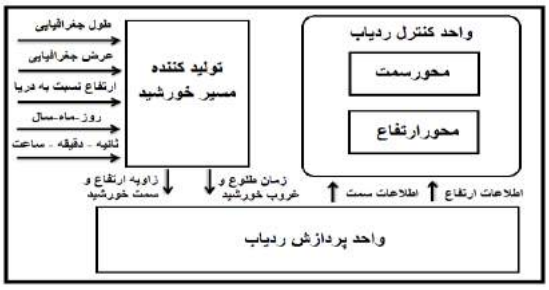
۱- مقدمه

با افزایش مصرف انرژی و ضرورت تامین آن از طریق منابع جدید، استفاده از سیستم‌های فوتو ولتائیک به عنوان منبع انرژی پاک و تجدید پذیر مورد توجه قرار گرفت [۱]. سیستم‌های فوتو ولتائیک با استفاده از پنل‌های سلول خورشیدی انرژی دریافتی از خورشید را به انرژی الکتریکی تبدبل می‌نمایند. استفاده کارآمد از این منبع انرژی یکی از نکات کلیدی است. لذا در سالهای اخیر تلاشهای گسترده‌ای در راستای بهبود تکنولوژی ساخت سلولهای خورشیدی و افزایش راندمان آنها صورت گرفته‌است [۲و۳]. علاوه بر آن با توجه به حرکت روزانه و سالانه خورشید، موقعیت و جهت تابش آن نسبت به پنل خورشیدی به طور پیوسته تغییر می‌کند و از شرایط تابش عمود بر سطح پنل خارج می‌شود. این امر موجب می‌گردد نور تابیده شده بر سطح پنل به‌طور کامل دریافت نشود. لذا استفاده از ردیاب‌های خورشیدی به‌عنوان راه‌کاری جهت افزایش راندمان دریافت و در نتیجه راندمان کل سیستم فوتوولتائیک مطرح می‌گردد. ردیاب خورشیدی مسیر حرکت خورشید را تعقیب می‌کند و بار خود را که شامل، بازتابنده ، لنز، پنل خورشیدی و سایر تجهیزات اپتیکی است، همواره به سمت خورشید و درجهت تابش عمود پرتوهای آن نگه می‌دارد [۴]. سیستم‌های جمع‌آوری انرژی خورشید را به دو دسته تابت و متحرک تقسیم می‌کنند که در سیستم‌های متحرک از ردیاب خورشیدی استفاده شده است.

در این مقاله سیستم‌های فوتو ولتائیک ثابت و متحرک را شبیه سازی کرده و راندمان آنها را با یکدیگر مقایسه نموده‌ایم. برای ردیابی خورشید از ردیابی دومحوره استفاده کرده‌ایم[۴].

۲- طراحی و پیاده‌سازی مدل ردیاب خورشیدی

ردیاب خورشیدی با درنظر گرفتن موقعیت مکانی پنل خورشیدی، تقویم نجومی منطقه‌ای و همچنین مسیر حرکتی روزانه و لحظه‌ای خورشید عمل ردیابی را انجام می‌دهد و موقعیت پنل خورشیدی را در دو محور ارتفاع و سمت تغییر می‌دهد. شکل ۱ نمای بلوکی سیستم ردیابی پیاده‌سازی شده را نشان می‌دهد.



شکل۱:نمای بلوکی مدل ردیاب خورشیدی

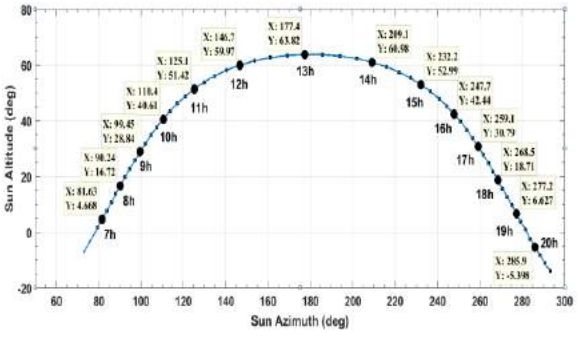
سیستم ردیاب خورشیدی از سه بلوک اصلی، تولید کننده مسیر حرکتی، واحد پردازش ردیاب و واحد کنترل ردیاب تشکیل می‌شود که هریک از این بلوک‌ها به‌طور مجزا طراحی و شبیه‌سازی شده‌اند.

الگوریتم تولید مسیر حرکتی خورشید به گونه‌ای طراحی شده است که در هر زمان دلخواه (شامل زمان‌های گذشته و آینده) برای هر موقعیت جغرافیایی از زمین قابل استفاده است. واحد پردازش ردیاب برحسب نیاز می‌تواند عمل ردیابی را به‌صورت پیوسته یا گسسته در بازه‌های زمانی مشخص انجام دهد [۴].

واحد کنترل ردیاب با توجه به زوایای مطلوب سمت و ارتفاع و با درنظرگرفتن زاویه کنونی هر یک از محورها، سیگنال کنترل مورد نیاز هر موتور را به آن اعمال می‌نماید.

۳- تولید مسیر حرکتی روزانه خورشید

در پیاده‌سازی مدل ردیاب خورشیدی، بلوک تولید کننده مسیر حرکتی خورشید یکی از بلوکهای اساسی است. شکل ۲ نتایج حاصل از تولید مسیر حرکتی روزانه خورشید برای شهر تهران را ارائه می‌نماید که با نتایج ارائه شده در مرجع [۵] مطابقت دارد.



شکل۲: مسیر حرکتی خورشید برای شهر تهران در تاریخ ۲۰۱۷/۰۴/۱۴ .

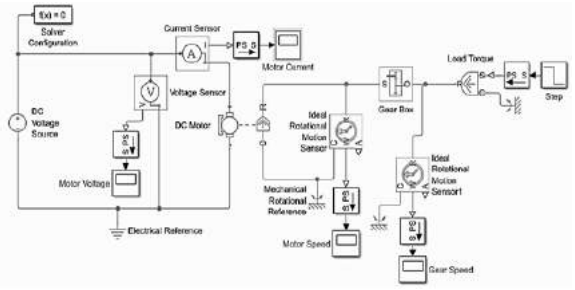
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۴- شبیه سازی موتور،گیربکس و بار مکانیکی

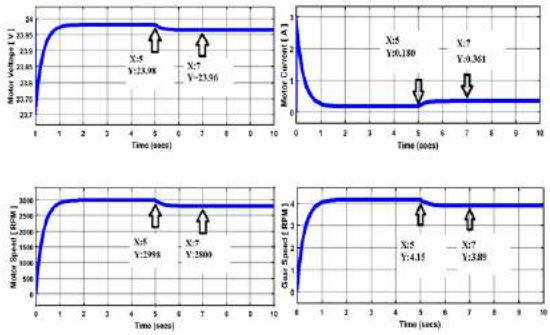
به منظور شبیه‌سازی ردیاب خورشیدی، لازم است عملکرد موتورها شبیه‌سازی شود. موتور الکتریکی به‌کار رفته در سیستم ردیابی در هر دو محور سمت و ارتفاع، موتور جریان ثابت جاروبک‌دار با مشخصه 45PA720G/45ZYT75-2430 است [۶].

شکل ۳ مدل مورد استفاده در شبیه‌سازی موتور را نشان می‌دهد. طبق محاسبات انجام شده گشتاور کل مورد نیاز برای حرکت دادن پنل خورشیدی معادل ۱۰N*m است که آن را در خروجی گیربکس قرار می‌دهیم. مقدار ۲N*m از این گشتاور معادل وزن سلول خورشیدی و ۸N*m از آن برای مقابله با نیروی بادی با سرعت ۳۶ Km/h است.

با استفاده از مدل ارائه شده در شکل ۳، عملکرد موتور شبیه‌سازی می‌شود و پارامترهای مهم آن نظیر ولتاژ و جریان موتور، سرعت شفت موتور و سرعت خروجی گیربکس استخراج می‌شود که شکل ۴ نتایج حاصل را نشان می‌دهد. در لحظه اول موتور بدون بار و با اعمال ولتاژ ۲۴V راه‌اندازی می‌شود. سپس در ثانیه پنجم از زمان شبیه‌سازی گشتاور ۱۰N*m در خروجی گریبکس قرار می‌گیرد. در لحظه اول راه اندازی به منظور تامین جریان مورد نیاز، ولتاژ تغذیه افت می‌کند. موتور پس از گذشت تقریبا ۱S به سرعت بدون بار ۳۰۰۰RPM می‌رسد. در این زمان سرعت خروجی گیربکس ۴/۱RPM است (به دلیل نسبت کاهنده ۱/۷۲۰). همانگونه که ملاحظه می‌گردد پس از بارگذاری، جریان موتور افزایش می‌یابد درحالیکه ولتاژ موتور و سرعت موتور و گیربکس کاهش می‌یابند.



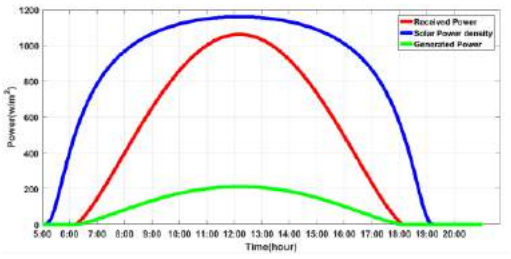
شکل۳: مدل مورد استفاده در شبیه سازی عملکرد موتور



شکل۴: منحنی های خروجی موتور

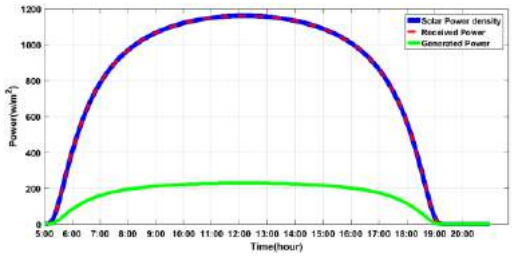
۵- نتایج شبیه‌سازی

در این بخش نتایج حاصل از شبیه‌سازی سیستم‌های فوتو ولتائیک ثابت و متحرک ارائه شده و بازدهی و توان تولیدی حاصل از آنها با یکدیگر مقایسه شده‌است. شبیه‌سازی بر اساس موقعیت جغرافیایی شهر تهران و برای روزهای ۲۴تیر۱۳۹۶ و ۲۴ آذر ۱۳۹۶ انجام شده‌است. شکل‌های ۵ و ۶ نتایج حاصل برای روز تابستانی را بیان می‌کنند. در این شکل‌ها، توان پرتوهای خورشیدی، توان دریافت شده و توان تولیدی بر حسب ساعات مختلف روز ترسیم شده‌است. بر اساس این نتایج در روز تابستانی متوسط توان پرتوهای خورشیدی ۷۸۲/۷ W/m^2 است که در سیستم فوتو ولتائیک ثابت توان دریافت شده پنل خورشیدی ۴۷۱/۶ W/m^2 و توان تولیدی توسط پنل ۹۵ W/m^2 است. در حالیکه برای سیستم فوتو ولتائیک مجهز به ردیاب دومحوره مقدار توان دریافت شده با توان پرتوهای خورشیدی برابر است و توان تولیدی ۱۵۶ W/m^2 است.



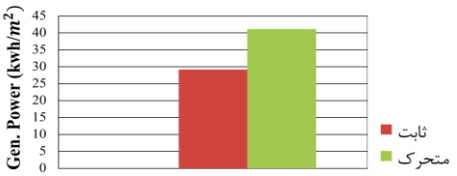
شکل۵: توان پرتوهای خورشیدی، توان دریافتی و توان تولیدی پنل ثابت برای شهر تهران در تاریخ ۹۴/۰۴/۲۴.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد



شکل۶: توان پرتوهای خورشیدی، توان دریافتی و توان تولیدی پنل متحرک برای شهر تهران در تاریخ ۹۶/۰۴/۲۴.

نتایج حاصل برای روز پاییزی ۲۴ آذر ۱۳۹۶ نیز به طور مشابه موئد این مطلب است که با استفاده از سیستم ردیابی تقریبا تمام توان پرتوهای خورشیدی توسط پنل دریافت می‌شود که این امر بازدهی سیستم را به‌میزان چشمگیری افزایش می‌دهد. متوسط توان تولیدی محاسبه شده در بازه زمانی یکساله برای سیستمهای ثابت و متحرک به‌ترتیب تقریبا ۲۹ و ۴۱ KW/m^2 است و بازده آنها به‌ترتیب ۱۴/۱ و ۵۰/۶ درصد است (شکل۷). بنابراین با استفاده از ردیابی دومحوره بازدهی سیستم ۳۶/۵٪ افزایش می‌یابد.



شکل۷: متوسط توان تولیدی سیستمهای ثابت و متحرک برای تهران ،سال ۱۳۹۶.

۶- نتیجه‌گیری

مدل ردیاب خورشیدی دومحوره از سه بلوک اصلی تشکیل شده بود. نتایج حاصل از شبیه‌سازی بلوک تولید مسیر حرکتی خورشید نشان داد که الگوریتم مورد استفاده از دقت بالایی برخوردار است. عملکرد موتور نیز شبیه‌سازی شد و بر اساس مدل ارائه شده عملکرد سیستم‌های فوتو ولتائیک ثابت و متحرک شبیه‌سازی و با یکدیگر مقایسه گردید.

نتایج حاصل برای شهر تهران، در دو روز تابستانی و پاییزی نشان داد استفاده از ردیاب دومحوره موجب می‌شود تقریبا تمام توان پرتوهای خورشیدی توسط پنل دریافت شود و بازدهی سیستم را نسبت به سیستم ثابت ۳۶/۵٪ افزایش می دهد.

مراجع

[1] S. Fathi and A. Lavasani, "A Review of Renewable and Sustainable Energy Potential," *Journal of Clean Energy Technologies*, vol. 5, March 2017.
[2] A. Bahrami, S. Mohammadnejad, and N. J. Abkenar, “Optimized structure of AlGaAs/GaAs double junction solar cells,” Journal of Modern Optics, vol. 61, no. 7, pp. 568-575, 2014.
[3] P.P. Nayak, J.P. Dutta, and G.P. Mishra, “Efficient InGaP/GaAs DJ solar cell with double back surface field layer,” Eng. Sci. Technol., Int. J., vol. 18, no. 3, pp. 325-335, 2015.
[4] G. J. Prinsloo, “Automatic positioner and control system for a motorized parabolic solar reflector,” M.S. thesis, University of Stellenbosch, South Africa, Dec 2014.
[5] http://www.sunposition.info/sunposition/spc.
[6] http://www.wikipedia.org/wiki/Electric_motor.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

سنتز نانوسیم‌های دی‌اکسید تلوریم به روش تبخیر در کوره مافل و بررسی خواص ساختاری و اپتیکی آن

محسن نبی‌زاده زاویه[۱]، توکل توحیدی[۲]، رضا عبدی قلعه[۱]

[۱] گروه مهندسی اپتیک و لیزر، دانشگاه بناب، بناب، آذربایجان شرقی، ایران

[۲] پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، پژوهشکده کاربرد پرتوها، مجتمع پژوهشی شمال‌غرب کشور، بناب، ایران

چکیده – **سنتز نانو سیم‌های دی‌اکسید تلوریوم (TeO_2) به روش تبخیر پودر فلز تلوریم بر روی زیر لایه‌های سیلیکونی و شیشه‌ای در کوره مافل انجام گردید. سه متغیر مهم دمای تبخیر، مدت زمان تبخیر و فاصله پودر فلز از زیرلایه در تولید نانوسیم‌ها مورد بررسی قرار گرفت. نانو سیم های تولید شده با این روش قطری از مرتبه ۳۰ تا ۲۰۰ نانومتر و طولی از مرتبه چند ده میکرومتر دارند. ساختار بلوری سیم‌ها با روش *XRD* تعیین گردید. ریخت‌شناسی و اندازه سیم‌ها با روش *FESEM* و *SEM* مورد بررسی قرار گرفت. طیف جذب و عبور اپتیکی نانوسیم‌ها در روی یک زیرلایه شیشه ای اندازه‌گیری شد.**

کلید واژه: نانو سیم، دی اکسید تلوریم، لایه نازک نانوساختاری، خواص اپتیکی و ساختاری.

Synthesis of TeO_2 nanowires by evaporating in muffle furnace and investigation of its structural and optical properties

Mohsen Nabizadeh-Zaviyeh[1], Tavakkol Tohidi[2], Reza Abdi-Ghaleh[1]

[1]Department of Laser and Optical Engineering, University of Bonab, Bonab, East Azarbaijan, Iran

[2] Northwest Research Complex, Radiation Application Research School, NSTRI, Bonab, Iran

Abstract- Synthesis of TeO_2 nanowires by evaporating the tellurium powder on a silicon and glass substrates in muffle furnace has been done. Three main nanowire production parameters; temperature, evaporating time and the distance between powder and substrate; have been investigated. The produced nanowires with this method have the diameters ranging from 30 to 200 nm and have lengths of several tens of micrometers. The structure of nanowires was determined by XRD method. The morphology and size of nanowires was measured by FESEM and SEM method. Optical absorption and transmission spectrum of nanowires on a glass substrate have been investigated.

Keywords: Nanowire, Tellurium dioxide, Gas sensor, Thin film, Optical properties.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

در طی سال‌های اخیر نانومواد کم بعد با ریخت شناسی‌های مختلف اعم از نانو سیم‌ها، نانو میله‌ها، نانو لوله‌ها و نانو تسمه‌ها توجهات بسیاری را به خاطر خواص فیزیکی و شیمیایی منحصر به فردشان و کاربردشان در دستگاه‌های نانومقیاس به سوی خود جلب کرده‌اند. به ویژه نانو سیم‌های بر بستر اکسید نیمه‌رساناهای فلزی به علت بهره‌گیری از نسبت بالای سطح به حجم‌شان و کوچک بودن دانه‌های مواد تشکیل دهنده کاندیدای خوبی برای کاربردهای حسگری گاز به نظر می‌آیند [۱]. دی‌اکسیدتلوریوم (TeO_2) یک ماده چند منظوره نیمه‌رسانا با باند گاف عریض و یکی از مواد مهم آکوستو اپتیکی و الکترو اپتیکی با انواع ویژگی-های مطلوب شامل رفتار کشسانی، ضریب شکست بالا و کیفیت اپتیکی خوب می‌باشد [۲]. روش‌های فیزیکی و شیمیایی مختلفی برای ساخت نانوساختارهای مواد نیمه-رسانا گزارش شده است. از روش‌های فیزیکی می‌توان به تبخیر در خلاء، دیواره گرم و اپیتاکسی اشعه مولکولی اشاره کرد. روش‌های شیمیایی که بیشتر مورد استفاده قرار می-گیرند عبارتند از: اسپری پیرولیز، لایه‌نشانی حمام شیمیایی و لایه‌نشانی الکتروشیمیایی. روشی ساده که برای تهیه نانوسیم‌های TeO_2 مورد استفاده قرار می‌گیرد عبارت است از تبخیر فلز تلوریم (Te) در دمای حدود ۴۰۰ الی ۵۰۰ درجه سانتی‌گراد در داخل کوره مافل که نیاز به محیط خلاء ندارد و از لحاظ اقتصادی بسیار با صرفه است [۳]. نانوسیم-های تولید شده دی‌اکسید تلوریم با این روش خواص حسگر گازی، در غلظت‌های بسیار پایین از خود نشان داده‌اند [۳].

در این مقاله سنتز نانو سیم‌های دی‌اکسید تلوریم (TeO_2)به روش تبخیر پودر فلز تلوریم بر روی زیرلایه‌های سیلیکونی و شیشه‌ای در کوره مافل و تاثیر متغیرهای تولید از جمله دما، مدت زمان تبخیر و فاصله پودر از زیرلایه، همچنین خواص اپتیکی، ساختاری و ریخت‌شناسی نانو سیم‌ها بررسی شده است.

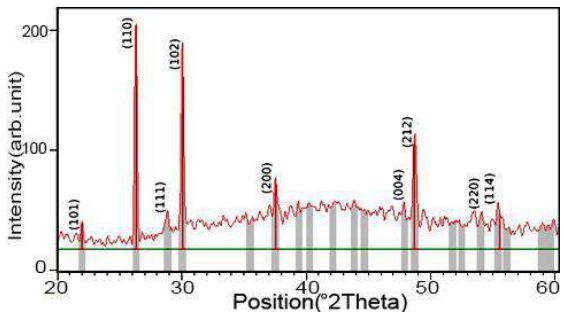
۲- روش کار

نانوسیم‌های TeO_2 به روش تبخیر در کوره مافل در معرض هوا و در غیاب هر نوع کاتالیزوری تولید شد. فلز تلوریم (Te) با درجه خلوص ۹۹/۹۹۹۵٪ تولیدی شرکت سیگما-آلدریچ در یک بوته آلومینیایی به ابعاد ۲۰ در ۳۰ میلی‌متر قرار داده شده و زیرلایه‌ی مورد نظر در فواصل مختلف در بالای آن قرار گرفت تا سیم‌های TeO_2 بر روی آن رشد داده شود. بوته‌ی حاوی فلز تلوریم در داخل کوره مافل در دماهای متفاوتی مانند ۴۰۰، ۴۵۰ و ۵۰۰ درجه سلسیوس برای مدت زمان‌های متفاوتی قرار گرفت. قبل از شروع فرآیند سنتز زیرلایه‌ها و بوته با استفاده از استون در دستگاه اولتراسونیک و سپس با استفاده از اسید سولفوریک و آب اکسیژنه در چند مرحله مورد تمیزکاری قرار گرفتند. میزان جذب و گسیل نمونه‌ها با دستگاه اسپکتروفوتومتر-Perkin Elmer مدل Lambda-45 تعیین، ریخت‌شناسی با استفاده از دستگاه SEM مدل EVD18-Ziess و FESEM مدل MIRA3TESCAN-XMU و ساختار آنها با دستگاه XRD مدل D8-Advance Brukerبا طول موج تابشی Cu-Kα (λ=1.5406 Å) بررسی گردید.

۳- بحث و نتایج

۳-۱- بررسی ساختار و ترکیبات نمونه‌ها

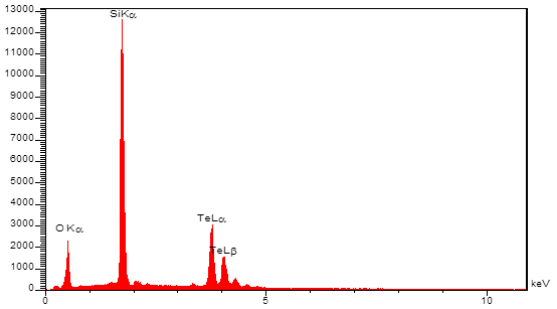
شکل۱، الگوی پراش اشعه X نانوسیم‌های تهیه شده در شرایط دمای ۴۵۰ درجه سلسیوس، زمان ۶۰ دقیقه و فاصله ۱/۷ میلیمتری زیرلایه از پودر تلوریوم را نشان می‌دهد. با توجه به شکل مشاهده می‌شود که بر اساس کارت استاندارد شماره 78-1713، نانوسیم‌های TeO_2 دارای ساختار چهار گوشی مورد نظر می‌باشند.



شکل۱: الگوی پراش اشعه X نانوسیم‌های تهیه شده در شرایط دمای ۴۵۰ درجه سلسیوس، زمان ۶۰ دقیقه و فاصله ۱/۷ میلیمتری زیرلایه از پودر تلوریوم.

شکل ۲ طیف EDX را برای تعیین ترکیبات شیمیایی نانوسیم‌ها نشان می‌دهد و چنان که مشاهده می‌شود فقط عناصر اکسیژن، تلوریم و سیلیکون (زیرلایه) در آن وجود دارند و ناخالصی دیگری وجود ندارد.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد



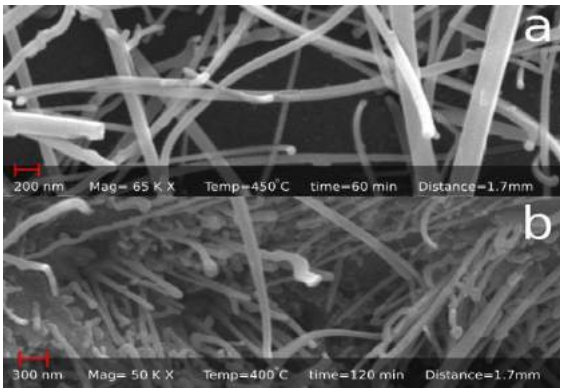
شکل۲: طیف EDX نانوسیم‌ها، جهت تعیین ترکیبات

۲-۳- بررسی ریخت‌شناسی سطح

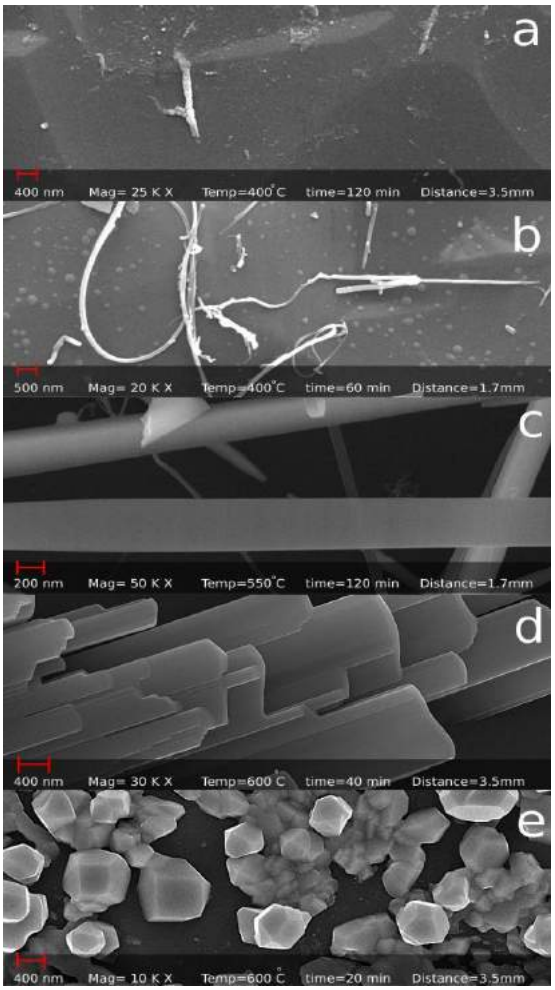
شکل۳، تصاویر SEM مربوط به نانوسیم‌های سنتز شده‌ای است که بهینه‌ترین ساختار و ضخامت را دارند. با توجه به تصاویر مشاهده می‌شود که این وضعیت نانو سیم‌ها در دمای ۴۵۰ و ۴۰۰ درجه سلسیوس با زمان‌های تبخیر به ترتیب ۶۰ و ۱۲۰ دقیقه و فاصله ۱/۷ میلی‌متری پودر فلز از زیرلایه بدست آمده است. ضخامت سیم‌ها در این حالت از مرتبه ۳۰ الی ۲۰۰ نانومتر و طول آن‌ها چندین میکرومتر است. در بررسی متغیرهای فرآیند سنتز با مشاهده تصاویر شکل ۴ می‌توان چنین نتیجه‌گیری کرد که با افزایش فاصله زیرلایه از پودر فلز تلوریوم از تراکم سیم‌ها کاسته می‌شود. به علاوه نحوه تاثیر گذاری زمان تبخیر پودر فلز نیز به گونه‌ای است که با افزایش آن بر تراکم سیم‌ها افزوده شده و در زمان‌های کمتر از ۴۰ دقیقه فرآیند رشد سیم‌ها تکمیل نمی‌شود. با افزایش دما ضخامت سیم‌ها افزایش یافته به نحوی که در دماهای بالاتر از ۵۵۰ درجه سلسیوس ریخت‌شناسی آن به صفحات بهم چسبیده و دانه‌های بلوری چند وجهی تغییر می‌یابد.

۳-۳- تراگسیل و جذب اپتیکی

طیف تراگسیل و جذب اپتیکی یکی از پارامترهای مهم در مطالعه خواص اپتیکی نانوساختارها است. شکل۵، طیف تراگسیل و شکل ۶، طیف جذبی نانوسیم‌های رشد داده شده در دمای ۴۵۰ درجه سلسیوس در مدت زمان ۶۰ دقیقه بر روی یک زیر لایه شیشه‌ای که به فاصله ۱/۷ میلی‌متر از پودر قرار داده شده بود نشان می‌دهد. در بیشینه مقدار در طول موج ۸۰۰ نانومتر تراگسیل ۸۳



شکل ۳: تصاویر SEM مربوط به بهینه ترین نانو سیم‌های TeO_2 سنتز شده در a) دمای ۴۰۰ درجه b) دمای ۴۵۰ درجه سلسیوس، زمان ۶۰ دقیقه aشرایط سلسیوس، زمان ۱۲۰ دقیقه و در فواصل یکسان ۱/۷ میلیمتری زیرلایه از پودر تلوریوم.

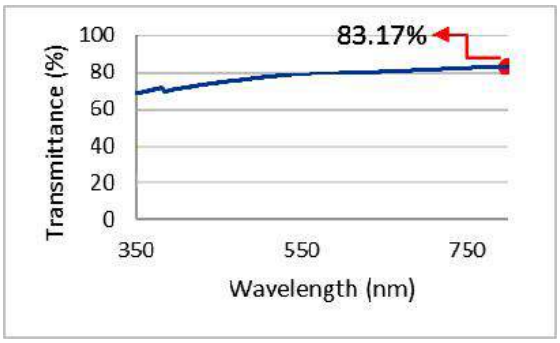


شکل ۴: تصاویر SEM مربوط به تاثیر پارامترها در سنتز نانوسیم‌ها در مقایسه a) تاثیر تغییر مدت زمان تبخیر. b و c) تاثیر تغییر فاصله زیرلایه از پودر تلوریوم a با نمونه بهینه d و e) تاثیر تغییر دمای تبخیر

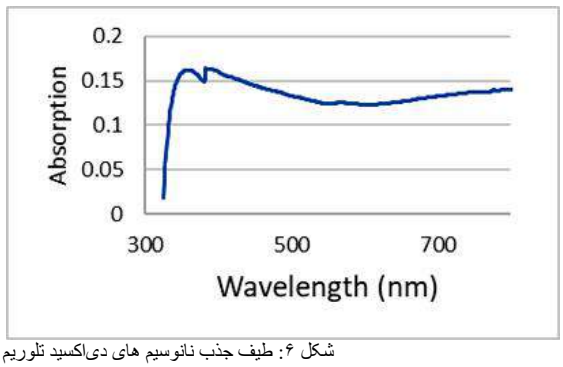
درصد مشاهده شد. مطابق شکل نانوسیم سنتز شده جذبی در طول موج ۳۵۰ nm دارد. با میزان عبور و جذبی که برای این نمونه‌ها در ناحیه طول موج نشان داده شده وجود دارد،

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

نشانگر پتانسیل بالای این نانوسیم‌ها برای کاربری در دستگاه‌های شفاف اپتیکی می‌باشد.



شکل ۵ : طیف تراگسیل نانوسیم های دی‌اکسید تلوریم



شکل ۶: طیف جذب نانوسیم های دی‌اکسید تلوریم

۴- نتیجه گیری

نانوسیم‌های دی‌اکسید تلوریم (TeO_2) به روش تبخیر در کوره مافل در دما، زمان و فواصل مختلف سنتز گردید و آثار هر یک از پارامترهای فرآیند سنتز در نتیجه نهایی بررسی گردید. نتایج XRD نشان داد که نانوسیم‌ها دارای ساختار چهار گوشی تک بلوری می‌باشند. نتایج EDX نشان داد که ترکیبات نانوسیم‌ها از درجه خلوص مناسبی برخوردارند. نتایج SEM نشان داد نانوسیم‌های تولید شده در حالت بهینه می‌توانند قطری از مرتبه ۳۰ الی ۲۰۰ نانومتر و طولی از مرتبه چندین میکرومتر داشته باشند. خواص اپتیکی نانوسیم‌ها نیز مورد مطالعه قرار گرفت و نشان داده شد که نانوسیم‌های تولید شده با این روش با داشتن ضریب تراگسیل بالا و ضریب جذب پایین در ناحیه مرئی پتانسیل بالایی برای بکارگیری در دستگاه‌های میکرومقیاس شفاف از جمله حس‌گرهای گازی دارند.

مراجع

[1] E. Comini, G. Faglia, G. Sberveglieri, Z. W. Pan, and Z. L. Wang, Appl. Phys. Lett. 81, 1869 2002.

[2] N. Uchida, Y. Ohmachi, J. Appl. Phys. 40 (1969) 4692–4695.

[3] Z. Liu, T. Yamazaki, Y. Shen, T. Kikuta, N. Nakatani, T. Kawabata, Appl. Phys. Lett. 90 (2007) 173119.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

معرفی یک مدولاتور نوری قابل برنامه ریزی با استفاده از تداخل سنج ماخ زنر و کنترل توسط جریانهای چند فازی

مرتضی منصوری [۱]، مجید ابن علی حیدری[2] ، علی اکبر ابن علی حیدری[3]

۱ دانشکده مهندسی، گروه برق، واحد دورود، دانشگاه آزاد اسلامی

۲ دانشکده مهندسی برق، دانشگاه شهر کرد

۳ گروه فیزیک، دانشگاه فرهنگیان

چکیده - در این مقاله روشی برای تولید مدلاسیون پهنای سیگنال نوری (*Optical Pulse Width Modulation*)، با استفاده از جریانهای چند فازی که بر اساس مکانیسم تداخل سنج ماخ-زنر در فیبر نوری عمل می‌کند ارایه شده است. مهمترین پارامتر در تولید *OPWM* قابلیت کنترل فرکانس و سرعت سوئیچینگ توسط تغییر سرعت سیال های ورودی است. مزیت استفاده از این طرح قابلیت تغییر سیال و نیز کنترل ساده٘ پارمترهای سوئیچینگ است. علاوه بر قابلیت‌های ذکر شده، این طرح قابلیت اتصال با فیبر نوری را داراست، که این مزیت به نوبه خود می‌توانند کمک زیادی در تزویجگرهای فیبر نوری و مجتمع سازی باشد. برای صحت پارامترهای مطرح شده از روش شبیه سازی *FVM*برای بخش سیالی، و نیز روش *FDTD* برای شبیه سازی بخش اپتیکی استفاده شده است.

کلید واژه- سوئیچ ماخ-زنر، بلورهای فوتونی، ریز سیال نوری، میکرو کانال، اپتوفلوئید .

A Proposal for Compact and Reconfigurable Optical PWM Generation Based on Mach-Zehnder Interferometer Using Multiphase Microscale Flow

M. Mansouri[۱], M.Ebnali-Heidari[۲], A. Ebnali-Heidarri[۳]

[۱] Department of Electrical Engineering, Doroud Branch, Islamic Azad University, Doroud, Iran

[۲] Faculty of Engineering, University of Shahrekord, Shahrekord 8818634141, Iran

[3] Faculty of Physics, University of Farhangian, Iran

Abstract- The authors propose a novel method for generation of optical Pulse Width Modulation (PWM) based on microfluidic droplet creation through the Mach–Zehnder interferometer (MZI) waveguide. The main parameters for the generation of this PWM such as frequency and speed of switching can be controlled by the mass flow rates of input fluids, and the shape of plug or droplet. The advantages of this design are the reconfigurability in the design, easy control of the fluid behavior, and hence the switching parameters. The validation of the proposed design is carried out by employing the Finite Volume Method" (FVM) for the mechanical simulation and the finite-difference time domain (FDTD) for the optical simulation.

Keywords: micro channel, micro fluid, photonic crystal, Optofluidic, Mach–Zehnder

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

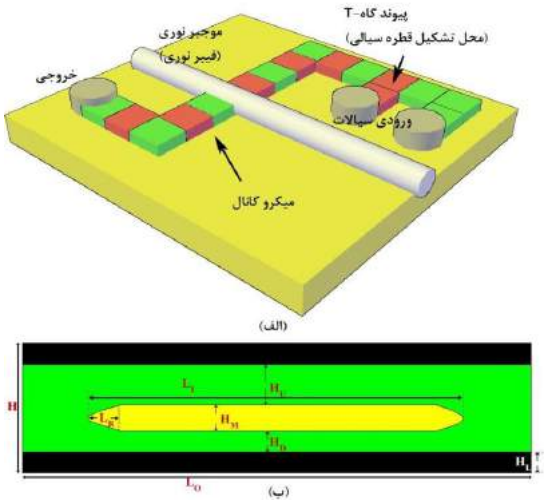
۱- مقدمه

سوئیچ‌ها و مدولاتورهای نوری یکی از اجزای اساسی فناوری مدرن امروزی را تشکیل می‌دهند. استفاده از پالس نوری باعث بالا رفتن سرعت و کاهش توان مصرفی می‌شود، از این رو طراحی سیستم‌های تمام نوری رو به توسعه قرار گرفتند[۱]. مزیت استفاده از این سیستم‌ها توجه محققان برای ساخت افزاره‌های تمام نوری را به خود جلب کرد. یکی از این ساختارها بلورهای فوتونی می‌باشد که اخیراً رشد فراوانی داشته است[۲]. استفاده از این تکنولوژی جهت بالا بردن انتقال اطلاعات و پردازش آنها بسیار مورد توجه قرار گرفته است. برای بالا بردن پهنای باند و عملکرد مطلوب از تکنولوژی ریز سیال نوری در کریستال‌های بلور فوتونی استفاده شد. ریز سیال نوری شاخه‌ای است، که از ترکیب میکرو سیال و اپتیک به وجود آمده است[۳]. استفاده از ریز سیالات در بلورهای فوتونی باعث ساخت ادوات نوری زیادی شده است [۴].

مدلاسیون پهنای باند پالس PWM نقش مهمی در تکنولوژی امروزی دارد. ادوات سوئیچینگ بر این اساس پیشرفت زیادی در سال های گذشته داشته اند[۵]. در این مقاله به معرفی PWM نوری توسط تکنولوژی اپتوفلوئید می‌پردازیم، که اساس عملکرد آن شبیه سوئیچ ماخ زنر است. عملکرد با سرعت بالا، ساخت در مقیاس کوچک و قابلیت تغییر عملکرد با تغییر سیال از پارامترهای مد نظر ما در طراحی این مدل پیشنهادی می‌باشد. با نتایج شبیه سازی نشان خواهیم داد که چگونه تغییر سیال عملکرد طرح را کنترل می‌کند. مکانیسم هدایت نور در هندسه سوئیچ نیز به صورت بازتابش کلی داخلی[۱] TIR می‌باشد. لازم به ذکر است که روش شبیه سازی استفاده شده دراین مقاله برای بخش سیالی، روش FVM و نیز استفاده از روشهای شبیه سازی FDTD برای بخش اپتیکی می باشد.

۲- ساختار پیشنهادی طرح

در شکل ۱- الف شمای سه بعدی از ساختار طرح نشان داده شده است. این شکل از دو بخش ساختارسیالی و ساختار اپتیکی تشکیل شده است. ساختار اپتیکی شامل یک منبع نور لیزر، فیبرنوری، و تداخل سنج ماخ زنر که توسط شکاف که بین فیبر نوری است، ایجاد می شود. شکل ۱- ب شمای دو بعدی از طرح است که نشان دهنده اساس کار سوئیچ ماخ زنر در فیبر نوری می‌باشد. به این صورت که با ایجاد اختلاف فاز که توسط اختلاف راه نوری ایجاد می‌شود، تداخل سنج مدی شکل می‌گیرد. در شکل رنگ زرد شکافی برای عبور سیال و نیز پوشش فیبر نوری در شکل به رنگ سیاه نشان داده شده است. طول و عرض نشان داده شده در این شکل به ترتیب ۱۵ و ۳ میکروکتر می‌باشد. کنترل تداخل سنج ماخ زنر توسط ناحیه شکاف صورت می‌گیرد، با کوپل شدن نور در فیبر نوری بسته به این که در شکاف فیبر چه سیالی وجود دارد باعث ایجاد تداخل ماخ زنر می‌شود.



شکل -۱. الف. شمای سه بعدی از طرح را نشان می‌دهد و ب. ساختار دو بعدی از داخل فیبر نوری با شکاف ایجاد شده جهت استفاده از مکانیسم تداخل ماخ زنر را نشان می‌دهد(مقدار پارامترهای نشان داده شده L_O=14µm, L_I=10µm, L_R=1µm, H=3µm, H_M=0.5µm, H_U=1µm, H_D=0.5µm, H_L=0.5µm می باشد).

بنابراین عملکرد تداخل به این ناحیه وابسته است. با تغییر سرعت شبکه سیالی که به شکاف فیبر نوری وارد می‌شود، می‌توان عملکرد سوئیچ نوری را تنظیم کرد. این شبکه سیالی باعث تولید یک شبکه با ضریب شکست متفاوت که به صورت متناوب تکرار می‌شود. تغییر تناوبی ضریب شکست باعث، کنترل فرکانس و پهنای پالس می‌شود. در بخش بعد تئوری حاکم بر طرح شرح داده می‌شود.

۳- تئوری طرح

۳-۱- تئوری اپتیکی

اساس عملکرد سوئیچ ماخ-زنر در این طرح، تقسیم کردن نور به دو پرتو و هدایت در دو بازوی مختلف می‌باشد. با ایجاد اختلاف فاز در یکی از پرتوها و کوپل شدن دو پرتو در خروجی می‌توانیم تداخل سازنده یا ویرانگر را داشته باشیم. سازوکار عملکرد سوئیچ ماخ زنر را می‌توان به صورت زیر ارائه کرد[۶] :

[۱] Total Internal Reflection

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} n_{cl}^{eff} (L_1 - L_2) \quad (۱)$$

n_{cl}^{eff} ضریب شکست موثر بازوهای موجبر (L_1, L_2) برای دو مسیر و λ که طول موج نور فرود کوپل شده به فیبر نوری است. در این هندسه، همانطور که در فرمول-۱ نیز داریم اختلاف فاز وابسته به ضریب شکست موثر مسیر و طول راه نوری (ΔL) می¬باشد. شدت نور خروجی از رابطه-۲ بدست می¬آید:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}\cos(\Delta\varphi) \quad (۱-۲)$$

$$V = \frac{(I_{max} - I_{min})}{(I_{max} + I_{min})} = 2\sqrt{k}/(1+k) \quad (۲-۲)$$

$$V = \frac{I_1}{I_2} \quad (۳-۲)$$

مقدار k ضریب وضوح تداخلات خروجی، I شدت نور خروجی، I1 و I2 به ترتیب شدت پرتو خروجی برای مسیر ۱و ۲ و برای وضوح تداخلات پرتو، پارامتر V تعریف شده است. بسته به اینکه این دو پرتو چه اختلاف فازی پیدا می¬کنند در خروجی شدت نور بیشینه (تداخل سازنده) یا کمینه (تداخل ویرانگر) را خواهیم داشت. بعلاوه این معادلات نشان می¬دهندکه تداخل پرتو تابعی متناوب از اختلاف فاز و ضریب شکست موثر است. پس می¬توان گفت با ایجاد دوره تناوب از سیالات قابل تغییر، به دوره تناوبی از ضریب شکست دست می¬یابیم، در نتیجه این تغییر سیال به تغییر شدت نور خروجی منجر می¬شود. در ادامه به بخش مربوط به سیالات و معادلات حاکم در این ضمینه می¬پردازیم.

۳-۲- تئوری سیالی

در این بخش معادلات جریان های چند فازی سیال در مقیاس میکرومتر که شامل دو سیال غیر قابل نفوذ است، مورد بررسی قرار می گیرد. در این مقیاس تنش سطحی و ویسکوزیته نقش مهمی در دینامیک طرح دارد. برای حل معادلات سیال، روش های متعددی برای حل جریان های چند فازی وجود دارد[۷]. در این مقاله از روش تعیین سطح به علت داشتن دقت مناسب و نشان دادن سطح سیالات استفاده می کنیم (جهت مطالعه بیشتر مزیت های استفاده از این روش به منبع[8] مراجعه نمائید). معادلات دینامیک سیالی که در این طرح استفاده شده است شامل معادلات ناویراستوکس هستند[۹]:

$$\nabla \cdot \vec{u} = 0 \quad (۳a)$$

$$\rho\left(\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \vec{u}\cdot\nabla\vec{u}\right) - \nabla\cdot\left[\eta\left(\nabla\vec{u} + \nabla\vec{u}^T\right)\right] + \nabla p = F_{st} \quad (۳b)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \vec{u}\cdot\nabla\phi = \gamma\nabla\cdot\left(-\phi(1-\phi)\frac{\nabla\phi}{|\nabla\phi|} + \varepsilon\nabla\phi\right) \quad (۳c)$$

ρ, u, t, η, p و F_{st} در این روابط به ترتیب چگالی برحسب (kg/m3) بردار سرعت (m/s) زمان (s) ویسکوسیته دینامیکی (Pa.s) فشار(Pa) و تنش سطحی (N/m). در اینجا تابع تعیین سطح γ و ε ضرایب تئوری پایداری هستند.

۴- نتایج شبیه سازی

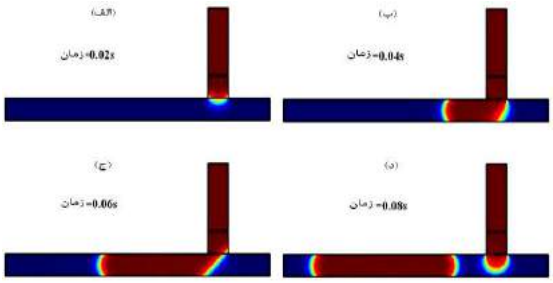
۴-۱- شبیه سازی دینامیک سیالات

در این بخش شبیه سازی رفتاری سیال های درون میکرو کانال بر اساس روابط ۳ به روش FVM می‌پردازیم. همان طور که در شکل ۲ نیز مشخص است دهانه افقی کانال برای ورود هوا، و از دهانه عمودی کانال برای ورود سیالات مختلف استفاده شده است. خواص دینامیکی سیالات مورد استفاده در جدول-۱ نشان داده شده است. این جدول شامل چگالی و ویسکوزیته برای سیالات مختلف است.

جدول-۱. خواص فیزیکی سیالات در فشار ۱ atm و دمای ۲۰° C

Fluid	ρ (kg/m^2)	μ(N·s/m^2)
Air	1.20	1.80×10^{-5}
Benzene	881	6.51×10^{-4}
Carbon tetrachloride	1590	9.67×10^{-4}
Ethanol	789	1.20×10^{-3}

در شکل-۲ توزیع سیال از دو کانال ورودی نشان داده شده است. برای مثال هوا و اتانول برای اعمال به ورودی‌های کانال انتخاب شده اند. ضریب تنش سطحی برای این دو سیال $\mathbf{F}_{st}$=0.0221 N/m و زاویه بین دیواره و سیال 3π/4 انتخاب شده‌اند. برای شبیه سازی در این قسمت اتانول با سرعت 16 mm/s و هوا با سرعت 8 mm/s به ورودی های کانال اعمال می‌شود.



شکل-۲. توزیع فاز هوا و اتانول درون میکرو کانال است. رنگ آبی نشان دهنده هوا که با سرعت ۸ mm/s به کانال افقی و رنگ قرمز حرکت اتانول را در داخل کانال با سرعت ۱۶ mm/s را نشان میدهد.

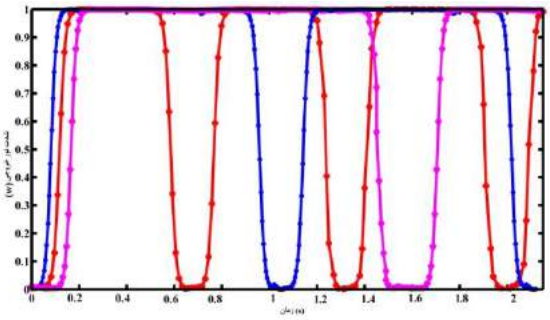
همان طور که در شکل-۲ نیز نشان داده شده است در ابتدا با گذشت زمان اتانول (که در دهانه عمودی اعمال شده است) شروع به حرکت کرده و به کانال افقی که هوا به آن اعمال شده است، می‌شود و به طور دوره ای تکرار می‌شود و باعث تشکیل شبکه یا قطره‌های متناوب سیال می‌شود. محدودیت سرعت سیالات به آهنک و سرعت شارش قطره ها در شکاف مربوط می شود که می‌تواند از چند ثانیه تا رسیدن به محدوده سرعت صوت حدود

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

عملکرد سوئیچ را مشخص کند. با بالا بردن سرعت می‌توان پهنای قطره (شبکه) ایجاد شده را تغییر داد. بنابراین می توان گفت که ما به شبکه ای متناوب با قابل تغییر ضریب شکست درون فیبر ایجاد کرده ایم. این تابع بدست آمده از ضریب شکست نسبت به زمان در بخش بعد مورد استفاده قرار می‌گیرد.

۴-۲- شبیه سازی اپتیکی

در این بخش از نتایج بخش قبل، برای شبیه سازی سامانه اپتیکی استفاده می‌کنیم. با توجه به این که درشکاف میان فیبر نوری چه سیالی وارد شود، خروجی نوری می‌تواند صفر یا یک باشد. برای این منظور ما از هوا و یکی از سیالات مندرج در جدول-۱ بهره می‌بریم. ابتدا فرض می‌کنیم که در شکاف میان فیبر، هوا قرار دارد. پرتو نوری را با طول موج 1.5 μm به ورودی فیبر کوپل می‌کنیم. مکانیسم انتشار نور درون فیبر بر اساس بازتاب کلی TIR است. با توجه به این که مسیر عبور نور در بازوی بالایی بیشتر از مسیر دیگری می‌باشد اختلاف فازی که برای پرتو ایجاد شده ۱۸۰ درجه است، و در کوپل نور در قسمت انتهایی با توجه به تداخل ویرانگر موج از بین می‌رود این عملکرد به مکانیسم سوئیچ ماخ زنر شبیه است. حال به جای هوا در داخل فیبر از سیال با ضریب شکست نزدیک به ضریب شکست فیبر استفاده می کنیم برای این منظور از اتانول استفاده می‌کنیم. با ورود اتانول به میان فیبر و اعمال کردن پرتو نور به ورودی آن، به علت نزدیک بودن ضریب شکست به ضریب شکست فیبر، نور انحرافی نداشته و به صورت مستقیم حرکت می کند. در نتیجه در خروجی پرتو نوری خواهیم داشت.



شکل-۳. نمودار بهنجار شده شدت نور خروجی برحسب زمان که برای سرعت های متفاوت رسم شده است(در نمودار قرمز رنگ سرعت هوا و اتانول یکسان برابر ۸ mm/s است، در نمودار آبی رنگ سرعت هوا mm/s ۸ و سرعت اتانول ۱۶ mm/s می باشد، در نمودار صورتی که در آن سرعت هوا همان ۸ mm/s ولی سرعت اتانول به ۳۲ mm/s افزایش یافته است).

تغییر ضریب شکست سیال به صورت تابعی از زمان قابل حصول است. ضریب شکست ۱ و ۱,۳۶۱ بترتیب برای هوا و اتانول مد نظر گرفته شده است. علاوه بر کنترل زمان خاموش و روشن بودن پرتو نور خروجی، می توان پهنای پالس را نیز کنترل کرد. این پهنای پالس نوری که به PWM معروف است کاربرد فراوانی در تقویت کننده های نوری چیپ های فوتونیکی می‌تواند داشته باشد. بنابراین افزایش دوره تناوب سیال نیز باعث افزایش تابع ضریب شکست نسبت به زمان می‌شود، که این نیز پهنای پالس خروجی را کنترل می‌کند. این رفتار در شکل-۳ نشان داده شده است. لازم به ذکر است، در شبیه سازی‌ها اثرات دمایی در نظر گرفته نشده است زیرا حساسیت دمایی به ضریب انبساط دمایی و ضریب ترمو-اپتیکی مربوط می‌شود، که دراین ساختار با فرض خالص بودن سیلیکا (جنس فیبر نوری) این ضرایب ناچیز است بنابراین در دماهای معمول، کارکرد تداخل سنج به دما حساسیت چندانی ندارد.

۵- نتیجه گیری

در این مقاله یک مدولاتور پهنای پالس نوری و قا بلیت کنترل با سیال معرفی شده است. مهم ترین مزیت این PWM سرعت سوئیچینگ و فرکانس است که قابلیت کنترل پذیری توسط سرعت سیال یا پهنای قطره را دارد. با توجه به نتایج این مقاله، مدت زمان روشن و خاموش بودن سوئیچ وابسته به پهنای قطره سیال است، که این نیز به سرعت سیال وابسته است.. این مقاله نشان می دهد که با استفاده از جریان‌های چند فازی، می‌توان افزاره های های تمام نوری مبتنی بر میکروه شاره زیادی را طراحی کرد که از ویژگی کنترل پذیری سیال استفاده کرد. این طرح دیدی وسیع برای استفاده در سیستم های با قابلیت برنامه پذیری و گیت‌های منطقی را پیش روی ما می‌نهد.

مراجع

[1] [1] R. Katouf, *et al.*, "Ultra-fast optical switches using 1D polymeric photonic crystals," *Photonics and nanostructures-Fundamentals and applications*, vol. 3, pp. 116-119, 2005.

[2] [2] G. Ma, *et al.*, "Ultrafast all-optical switching in one-dimensional photonic crystal with two defects," *Optics Express*, vol. 14, pp. 858-865, 2006.

[3] [3] D. Psaltis, *et al.*, "Developing optofluidic technology through the fusion of microfluidics and optics," *Nature*, vol. 442, pp. 381-386, 2006.

[4] [4] K. Yoshino, *et al.*, "Temperature tuning of the stop band in transmission spectra of liquid-crystal infiltrated synthetic opal as tunable photonic crystal," *Applied Physics Letters*, vol. 75, pp. 932-934, 1999.

[5] [5] M. Haruna and J. Koyama, "Thermooptic deflection and switching in glass," *Applied Optics*, vol. 21, pp. 3461-3465, 1982.

[6] [6] B. Sepulveda, *et al.*, "Optical biosensor microsystems based on the integration of highly sensitive Mach–Zehnder interferometer devices," *Pure Appl. Opt*, vol. 8, pp. 561-566, 2006.

[7] [7] G. Tryggvason, *et al.*, "A front-tracking method for the computations of multiphase flow," *Journal of Computational Physics*, vol. 169, pp. 708-759, 2001.

[8] [8] S. Osher and R. P. Fedkiw, "Level set methods: an overview and some recent results," *Journal of Computational Physics*, vol. 169, pp. 463-502, 2001.

[9] [9] R. W. Fox, *et al.*, *Introduction to fluid mechanics* vol. 7: John Wiley & Sons New York, 1985.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

طراحی مالتی/دی مالتی پلکسر باند فوق باریک بر پایه بلور فوتونی دو بعدی

علی کاظمی نسبان شتربان[۱] ، کامبیز عابدی[۲]

[۱]دانشکده برق دانشگاه شهید بهشتی ، a.kazeminasaban@mail.sbu.ac.ir

[۲]دانشکده برق دانشگاه شهید بهشتی ، k_abedi@sbu.ac.ir

چکیده – در این مقاله یک مالتی/دی مالتی پلکسر که در آن برای تزویج موجبر ها از میکروکاواک استفاده شده است، طراحی میشود. کانال های ایجاد شده در گاف فوتونی، فرکانس های مرکزی یکسان برای هر دو افزاره داشته و دارای پهنای باند فوق باریک هستند و فاصله مابین دو کانال و پهنای باندشان به گونه ایست که برای سیستم های *CWDM* مناسب میباشد. توان خروجی از درگاه های مشخص شده برای دی مالتی پلکسر بالای *85* درصد و برای مالتی پلکسر بالای*80* درصد میباشد. در این مقاله برای شبیه سازی از روش *FDTD* استفاده شده است.

کلید واژه- بلور فوتونی، میکروکاواک، دی مالتی پلکسر، مالتی پلکسر، باند باریک.

Design of Super Narrowband Multiplexer/Demultiplexer Based on 2D Photonic Crystal

Ali Kazemi Nasaban Shotorban[۱] , Kambiz Abedi[۲]

[۱]Faculty of Electrical Engineering, a.kazeminasaban@mail.sbu.ac.ir

[۲]Faculty of Electrical Engineering, k_abedi@sbu.ac.ir

Abstract- In this paper, a multiplexer and demultiplexer which use microcavities for coupling waveguides are proposed. Having identical central frequency for both devices, the introduced channels in photonic band gap are super narrowband and the spacing between them and their FWDMs are suitable for CWDM system applications. The output powers of distinguished ports are all more than 85 and 80 percent for de-multiplexer and multiplexer, respectively. In this paper, FDTD method has been used for simulations.

Keywords: photonic crystal, microcavity, demultiplexer, multiplexer, narrowband.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

بلورهای فوتونی ساختارهای متناوبی از مواد هستند که در برخی محدوده های فرکانسی دارای گاف فوتونی میباشند. استفاده از این نوع از ساختارها امکان طراحی ادوات نوری فشرده با کوک پذیری بالا را فراهم ساخته است [1]. با ایجاد نقص در بلورهای فوتونی برخی از فرکانس هایی که در گاف فوتونی قرار داشتند، از بلور عبور داده شده و در واقع بصورت مد نقص در داخل گاف ظاهر میشوند. با استفاده از ساختارهای بلور فوتونی، ادواتی همچون فیلترها [2-5]، دی مالتی پلکسر ها [1]، ادوات منطقی [6-7]، نیم جمع کننده [8]، تمام جمع کننده [9]، مبدل های آنالوگ به دیجیتال [10,11] و غیره، طراحی و ساخته میشوند. در این میان، مالتی/دی مالتی پلکسر ها از افزاره های پرکاربرد در شبکه های مخابرات نوری هستند. دلیل اهمیت بالای این نوع افزاره این است که در شبکه های مخابرات نوری میتوان با استفاده از مالی پلکسینگ تقسیم طول موجی، یک فیبر نوری را به چندین کانال با طول موج های مرکزی متفاوت اختصاص داد [12] و مالتی/دی مالتی پلکسرها در این نوع مالتی پلکسینگ نقشی اساسی دارند. اخیرا ساختارهای متنوعی برای طراحی مالتی/دی مالتی پلکسرها ارائه شده اند که از جمله آن ها استفاده از حلقه های بلور فوتونی برای انتقال سیگنال با طول موج مورد نظر از موجبر ورودی به موجبر خروجی میباشد[1].

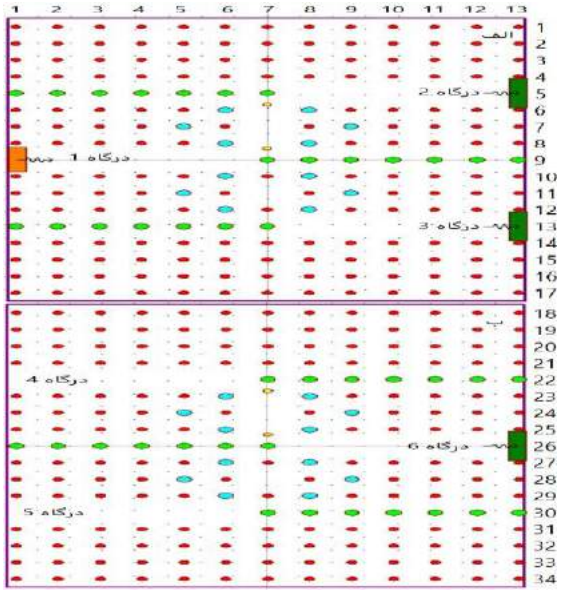
از این رو در این مقاله مالتی/دی مالتی پلکسری طراحی می شود که اساس آن بر مبنای فیلتر نوری طراحی شده توسط آقای وانگ و همکاران [2] میباشد. این فیلتر دارای ویژگی هایی از جمله استفاده از میکرو کاواک با پهنای باند فوق باریک و استفاده از میله هایی با شعاع 1/5 برابری نسبت به شعاع دیگر میله های مورد استفاده برای افزایش انعکاس آینه ها میباشد.

طراحی صورت گرفته در این مقاله یک مالتی پلکسر 1×2 و یک دی مالتی پلکسر 2×1 تقسیم طول موجی با استفاده از میکرو کاواک و آینه ی سیلیکونی می باشد. از این طراحی میتوان در سیستم های مخابرات نوری که در آن ها اطلاعات به صورت تقسیم طول موجی مالتی پلکس میشوند، بهره برد.

۲- طراحی و بررسی ساختار مالتی/دی مالتی پلکسر

در این مقاله از بلور فوتونی با آرایه مربعی ۱۳×۱۷ متشکل از میله های سیلیکونی در بستر هوا برای طراحی مالتی/دی مالتی پلکسر استفاده شده است. ضریب شکست میله ها 3/3763886 و ضریب دی الکتریک نسبی شان 11/4 در نظر گرفته شده است. ثابت شبکه ی این بلور a = ۰/۶۳۸۴ میباشد و شعاع اولیه میله ها $r_1 = ۰/۱۱۵۹ \times a$ میباشد.

در طراحی مالتی پلکسر از یک موجبر به عنوان ورودی و دو میکرو کاواک برای تشدید و تزویج نور بین ورودی و خروجی در طول موج مورد نظر و دو موجبر به عنوان خروجی استفاده شده است. در طراحی دی مالتی پلکسر از دو موجبر به عنوان ورودی و دو میکرو کاواک جهت تشدید و تزویج موج و یک موجبر به عنوان خروجی استفاده شده است. مالتی/دی مالتی پلکسر طراحی شده در شکل ۱ نشان داده شده است.



شکل ۱: طراحی الف)دی مالتی پلکسر ،ب)مالتی پلکسر.

به منظور ایجاد آینه در مسیر نور، شعاع میله های سبز رنگ (میله های ردیف های ۵،۹،۱۳،۲۲،۲۶،۳۰)، $1/5 \times r_1$ در نظر گرفته شده اند. آینه تشکیل شده در واقع به گونه ای عمل مینماید که موج نوری ورودی را به صورت عمودی به طرف خروجی منعکس مینماید. نتایج شبیه سازی ارائه شده توسط آقای وانگ و همکاران [2] حاکی از آن است که مقدار

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

بهینه برای شعاع میله های آینه 1/5برابر شعاع اولیه میباشد. همچنین این نتایج نشانگر این هستند که با افزایش یا کاهش مقدار شعاع از مقدار بهینه، مقدار خروجی به صورت قابل توجهی کاهش پیدا میکند. البته لازم به ذکر است که با انتخاب شعاع 1/5 برابری مقداری از اندازه ی فاکتور کیفیت نسبت به آینه با شعاع کمتر، کاسته میشود. به منظور بهبود فاکتور کیفیت کاهش یافته میتوان با تغییر ساختار کاواک، پهنای کانال را کاهش داد. برای باریک شدن هرچه بیشتر پهنای مد نقص مربوط به کاواک بالایی -ایجاد شده در گاف فوتونی- و در نتیجه افزایش قابل توجه فاکتور کیفیت، شعاع میله های زرد رنگ (میله های واقع در ستون ۷ و ردیف های ۶،۸،۲۳،۲۵) ۱۰ درصد کاهش یافته است و هر کدام به اندازه 0/2 میکرون در جهت عمودی از یکدیگر فاصله گرفته اند. برای اطلاع از جزئیات بیشتر در مورد تاثیرات شعاع و مکان این میله ها به [13] مراجعه شود.

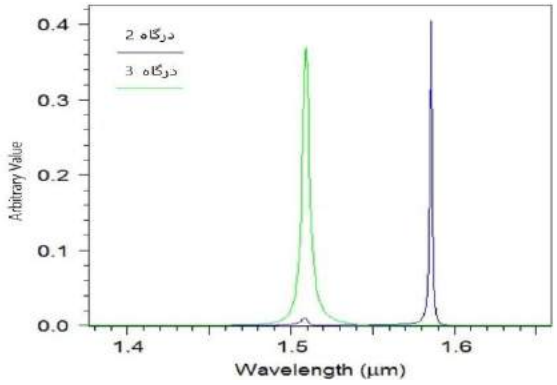
برای افزایش مقدار توان خروجی با استفاده از تغییر خواص میکرو کاواک، شعاع میله های فیروزه ای رنگ (میله های واقع در ستون های ۵،۹ و ردیف های ۷،۱۱،۲۴،۲۸ و همچنین ستون های ۶،۸ و ردیف های ۶،۸،۱۰،۱۲،۲۳،۲۵،۲۷،۲۹) به اندازه ۵۰ درصد بزرگتر در نظر گرفته شده اند.

۳- بررسی نتایج شبیه سازی

به منظور شبیه سازی ساختار ارائه شده از روش شبیه سازی FDTD استفاده شده است. همچنین از PML برای مرزبندی طراحی استفاده شده است.

۳-۱- پاسخ طول موجی

برای بدست آوردن پاسخ طول موجی، موجی با طول موج 1/55 به صورت پالسی کوتاه به ورودی اعمال شده است. پاسخ طول موجی دی مالتی پلکسر در شکل ۲ نشان داده شده است. طول موج های مرکزی 1/5084 میکرومتر و 1/5841 میکرومتر میباشد. مشاهده میشود فاصله ی بین دو کانال عبوری از هم تقریبا ۷۶ نانومتر میباشد که این نتایج برای استفاده در سیستم CWDM با توجه به استاندارد ITU G.694.2 مناسب میباشد. کانال با طول موج مرکزی 1/5084، دارای FWHM برابر 3/5 نانومتر و فاکتور کیفیت ۴۳۱ و کانال با طول موج مرکزی 1/5841 دارای FWHM برابر 0/7 نانومتر و فاکتور کیفیت ۲۲۶۳ میباشد. پاسخ طولی موجی مالتی پلکسر به علت مطابقت کاواک های آن با کاواک های دی مالتی پلکسر با پاسخ طول موجی دی مالتی پلکسر یکسان میباشد.



شکل ۲: پاسخ طول موجی مالتی/دی مالتی پلکسر

۳-۲- پاسخ زمانی

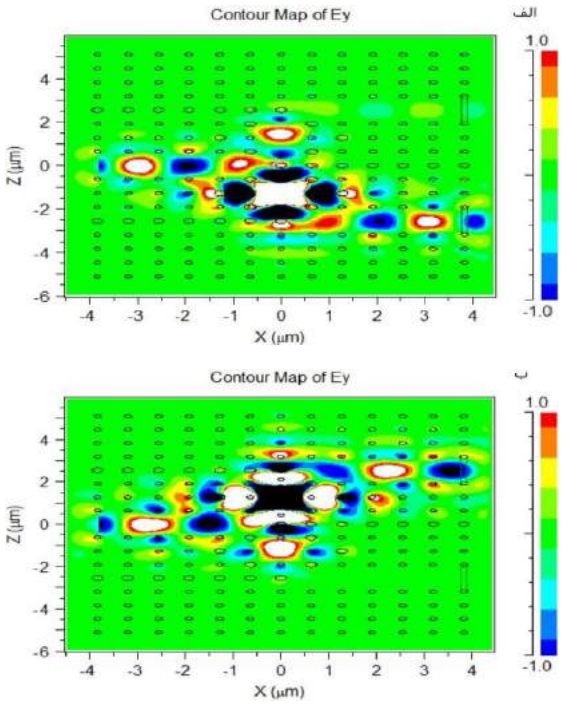
در طراحی مربوط به دی مالتی پلکسر هر دو فرکانس مرکزی با توان واحد به صورت جداگانه به ورودی مدار اعمال شده است و نتایج به صورت جدا از هم تحلیل میشوند. این عمل به علت خطی بودن معادلات ماکسوئل مجاز میباشد. نتایج مربوط به ورودی 1/5084 میکرومتر در شکل ۳-الف و ورودی 1/5841 در شکل۳-ب نشان داده شده است. مشاهده میشود توان خروجی درگاه ۲ برای ورودی 1/5084، 2/8 درصد و برای ورودی 1/5841، تقریبا 86/39 درصد توان ورودی میباشد. توان خروجی درگاه ۳ برای ورودی 1/5084، تقریبا 88/09 درصد و برای ورودی 1/5841، صفر درصد ورودی میباشد.

در طراحی مربوط به مالتی پلکسر در ابتدا الف) به درگاه شماره ۴ هر دو طول موج مرکزی مد های نقص را با توان واحد به صورت جداگانه به عنوان ورودی اعمال گردیده و درگاه شماره ۵ و ۶ به عنوان خروجی در نظر گرفته شده اند. سپس ب) به درگاه شماره ۵ هر دو فرکانس مرکزی به صورت جداگانه به عنوان ورودی با توان واحد اعمال گردیده و درگاه شماره ۴ و ۶ به عنوان خروجی در نظر گرفته شده اند. نتایج در شکل ۴ نشان داده شده اند.

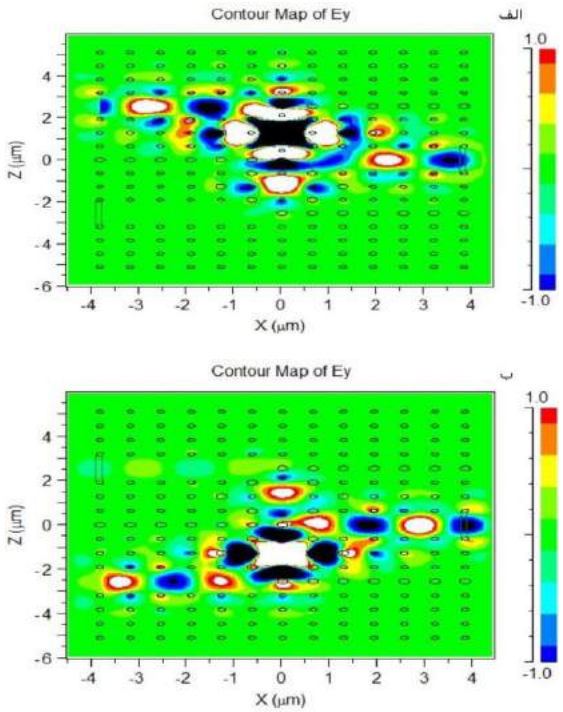
توان خروجی مربوط به حالت الف برای ورودی 1/5084 و 1/5841 میکرومتر به ترتیب برای درگاه ۵، 1/7 درصد و

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

صفر و برای درگاه ۶، 2/4 درصد و 83/62 درصد میباشد.



میکرومتر در 1/5084شکل ۳: پاسخ زمانی دی مالتی پلکسر به ورودی الف) 5500 cT. میکرومتر در زمان نهایی 1/5841، ب)cT 1500زمان نهایی



میکرومتر در 1/5841شکل ۴: پاسخ زمانی مالتی پلکسر به ازای ورودی الف) میکرومتر در زمان 1/5084 به درگاه ۴ و ورودی ب)cT 6000زمان نهایی به درگاه ۵.cT 2000نهایی

توان خروجی مربوط به حالت ب برای ورودی 1/5084 و 1/5841 میکرومتر به ترتیب برای درگاه ۴، 3/3 درصد و صفر درصد و برای درگاه ۶، 84/5 درصد و صفر درصد توان ورودی میباشد.

۴- نتیجه‌گیری

در این مقاله یک مالتی پلکسر 1×2 و یک دی مالتی پکسر 2×1 با استفاده از بلور فوتونی 13×17 که از میله های سیلیکونی بر بستر هوا تشکیل شده است، طراحی شد. کانال های این دو افزاره باند فوق باریک بوده و فاصله مابینشان ۷۶ نانومتر بدست آمد که برای استفاده در سیستم CWDM مناسب است. توان های خروجی بالایِ ۸۵ درصد برای خروجی های مطلوب دی مالتی پکسر و توان های خروجی بالای ۸۰ درصد برای مالتی پلکسر حاصل شد.

مراجع

[1] Mehdizadeh, F., et al. *An optical demultiplexer based on photonic crystal ring resonators*, **Optik - International Journal for Light and Electron Optics** 127(20): 8706-8709 (2016).

[2] Wang, Y., et al. *A super narrow band filter based on silicon 2D photonic crystal resonator and reflectors*, **Optics Communications** 363: 13-20 (2016).

[3] Wang, G., Li, S., An, G. et al. *Design of a polarization filtering photonic crystal fiber with a big gold-coated air hole*, **Opt Quant Electron** 48: 457 (2016).

[4] Vaisi, A., et al. *Low Loss and High-Quality Factor Optical Filter Using Photonic Crystal-Based Resonant Cavity*, Journal of Optical Communications (2017).

[5] Zhuang, Y., et al. *Cascaded chirped narrow bandpass filter with flat-top based on two-dimensional photonic crystals*, **Applied Optics** 56(14): 4185-4190 (2017).

[6] B. Singh and S. Rawal. *Photonic-crystal-based all-optical NOT logic gate*, **J. Opt. Soc. Am. A** 32, 2260-2263 (2015).

[7] Zhang, Y., et al. *Optical switches and logic gates based on self-collimated beams in two-dimensional photonic crystals*, **Optics Express** 15(15): 9287-9292 (2007).

[8] Neisy, M., Soroosh, M. & Ansari-Asl, K. *All optical half adder based on photonic crystal resonant cavities*, **Photon Netw Commun** (2017).

[9] Alipour-Banaei, H. and H. Seif-Dargahi. *Photonic crystal based 1-bit full-adder optical circuit by using ring resonators in a nonlinear structure*, **Photonics and Nanostructures - Fundamentals and Applications24**(Supplement C): 29-34 (2017).

[10] B. Miao, C. Chen, A. Sharkway, S. Shi, and D. W. Prather, *Two bit optical analog-to-digital converter based on photonic crystals*, **Opt. Express** 14, 7966–7973 (2006).

[11] Mehdizadeh, F., et al. *A Novel Proposal for All Optical Analog-to-Digital Converter Based on Photonic Crystal Structures*, **IEEE Photonics Journal** 9(2): 1-11 (2017).

[12] H.J.R. Dutton, *Understanding Optical Communications*, **Prentice Hall PTR**, 1998.

[۱۳] عابدی، کامبیز، *مقدمه ای بر ادوات نوری بلور فوتونی*، **انتشارات مهر جرد** ، ۱۳۹۵.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

استفاده از بیناب‌نمایی رامان و فروشکست القایی لیزری به‌منظور شناسایی مواد منفجره

سمانه شهاب، مرضیه همتی فارسانی، ابوالحسن مبشری، سید محمدرضا دربانی

پژوهشکده علوم و فناوری اپتیک و لیزر، دانشگاه صنعتی مالک اشتر، اصفهان

چکیده – مشابه بودن عناصر تشکیل‌دهنده مواد انفجاری و وجود پیوندهای مولکولی مشترک، گزینش روش‌های تفکیک مناسب برای آن‌ها را مشکل ساخته است. روش‌های بیناب‌نمایی رامان و فروشکست القایی لیزری در این حوزه کاربرد فراوان دارند. برای مقادیر کم این مواد سیگنال رامان ضعیف بوده و از سوی دیگر بیناب‌نمایی فروشکست القایی لیزری برای شناسایی آن‌ها نیازمند استفاده از روش‌های آماری می‌باشد. در این تحقیق با محاسبه ضریب همبستگی شدت‌های هر دو روش برای چهار ماده انفجاری *RDX*، *TNT*، *HMX* و *PETN* روش مناسب برای آنالیز هرجفت از آن‌ها ارائه‌شده است.

کلیدواژه- بیناب‌نمایی فروشکست القایی لیزری، بیناب‌نمایی رامان، ضریب همبستگی، مواد انفجاری.

Application of Raman spectroscopy and LIBS to identify explosive materials

Samaneh Shahab, Marziyeh Hemati Farsani, Abolhasan Mobasheri and Seyyed Mohammad Reza Darbani
Optics & Laser Science and Technology Research Center, Malek Ashtar University of Technology, Isfahan

Abstract-Because of similarity explosive component elements and exist same molecular bound, choosing a suitable separation methods have been complicated. LIBS and Raman spectroscopy methods are useful in this field. Raman signal is weak for small amount and LIBS required to statistical method for identification these materials. In this research, correlation coefficient values obtain from intensity of two methods was calculated for RDX, TNT, HMX and PETN. Suitable method for detection of pair of them have been proposed.

Keywords: LIBS, Raman spectroscopy, Correlation Coefficient, explosive materials.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

امروزه برای شناسایی مواد انفجاری از روش‌های بیناب‌نمایی لیزری به دلیل ویژگی‌های عملکردی ذاتی نظیر حساسیت و دقت بالا، غیر مخرب و سریع بودن استفاده می‌شود.

فاکتور انتخاب پذیری[۱] در یک روش آنالیزی بیانگر توانایی تفکیک و تعیین اجزای آنالیت در یک مخلوط بدون تداخل با بقیه اجزاست. به‌عبارت‌دیگر تفکیک‌پذیری یک روش آنالیز، تفاوت قائل شدن بین انواع مواد با ساختار شیمیایی نزدیک به یکدیگر است که خود یک موضوع چالش‌برانگیز در مباحث آنالیزی می‌باشد.

بیناب‌نمایی رامان روشی قدرتمند برای ارزیابی ساختار و ترکیب شیمیایی مولکول‌ها بر پایه پراکندگی ناکشسان نور است. اختلاف بین طول‌موج نور فرودی و نور پراکنده‌شده که از گذارهای چرخشی و ارتعاشی ماده ناشی می‌شود، اطلاعات اثرانگشتی از ماده را حاصل می‌کند[۱].

بیناب‌نمایی فروشکست القایی لیزری(LIBS) یک روش آنالیز عنصری برای تعیین اجزای یک ماده بر پایه گسیل‌های اتمی است که اخیراً به‌صورت چشمگیری برای شناسایی برخی از ترکیب‌های آلی استفاده می‌شود[۲]. با توجه به ویژگی روش فوق که مبتنی بر آنالیز عنصری می‌باشد، استفاده از روش‌های آماری نظیر PCA، PLS و... که فرآیندی زمان‌بر است، جهت شناسایی ترکیبات مولکولی یکسان امری اجتناب‌ناپذیر است.

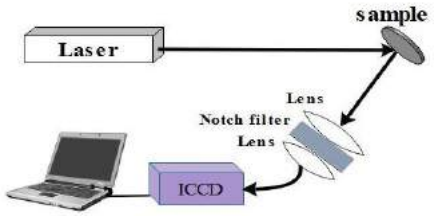
آنالیز ویژگی‌های مولکولی یا عنصری همیشه به‌تنهایی برای تفکیک ترکیبات از یکدیگر تعیین‌کننده نیست. به همین علت روش‌های آنالیزی عنصری نظیر LIBS به‌نوعی تکمیل‌کننده روش‌های آنالیزی مولکولی همانند رامان در شناسایی ترکیبات مشابه به شمار می‌رود. از سوی دیگر در شناسایی ترکیبات آلی با استفاده از روش LIBS به دلیل مشترک بودن عناصر تشکیل‌دهنده (اکسیژن، هیدروژن، نیتروژن و کربن) شاهد خطوط گسیلی یکسانی در بیناب ثبت‌شده خواهیم بود که این موضوع سبب کاهش توان تفکیک چنین ترکیباتی خواهد شد[۳].

به‌منظور بهره‌گیری از نتایج هردو روش و انتخاب روش مناسب برای آنالیز هر جفت از مواد منفجره از ضریب همبستگی استفاده می‌شود. در این پژوهش روش مناسب آنالیزی برای شناسایی چهار ترکیب انفجاری RDX، TNT، HMX و PETN با استفاده از محاسبه ضریب همبستگی بین جفت شدت‌های آن‌ها پیشنهاد شده است.

۲- مواد و چیدمان آزمایش

چهار ترکیب انفجاری HMX($C_4H_8N_8O_8$)، TNT($C_7H_5N_3O_6$)، RDX($C_3H_6N_6O_6$) و PETN($C_5H_8O_{12}$) که در طبقه‌بندی ترکیبات انفجاری نظامی کاربرد فراوان دارند، در این تحقیق استفاده شدند. این مواد در ابتدا به‌صورت پودر بوده که برای افزایش دقت آنالیز با استفاده از پرس هیدرولیکی به قرص‌هایی با قطر ۱cm تبدیل شدند.

در چیدمان رامان از هماهنگ دوم لیزر Nd:YAG (Q-Smart850-Quantel) با پهنای پالس ۷ns ±۲ و نرخ تکرار ۱۰Hz و انرژی ۳۰mj استفاده شد. با توجه به پایین بودن انرژی لیزر امکان تخریب در نمونه‌ها وجود نداشت. نمونه‌ها در زاویه ۳۰ درجه نسبت به نور فرودی لیزر قرار داده شد. از عدسی با فاصله کانونی ۱۰سانتی‌متر برای جمع‌آوری نور پراکنده‌شده و فیلتر میان نگذر هولوگرافی[۲] برای حذف نور لیزر استفاده شد. بیناب‌سنج (ME5000) ساخت شرکت Andor با توان تفکیک ۰/۰۱ nm مجهز به دوربین (iStar ICCD (DH334T برای ثبت بیناب‌های رامان استفاده شد. میانگین بیناب‌ها در زمان ۱۰ ثانیه ثبت شد و با توجه به مناسب بودن نسبت سیگنال به نوفه از خاصیت گیت‌پذیری ICCD استفاده نشد. طرحواره چیدمان فوق در شکل(۱) نشان داده‌شده است.



شکل ۱: طرحواره چیدمان بیناب‌نمایی رامان

برای ثبت بیناب LIBS از سامانه LIBSCAN100 ساخت شرکت Applied Photonics استفاده شد. در این سامانه از هماهنگ اصلی لیزر Nd:YAG با طول‌موج ۱۰۶۴ نانومتر، انرژی خروجی ۱۰۰ mJ، پهنای تپ ۷ ns ±۲ و نرخ تکرار ۱

[۱] Selectivity factor

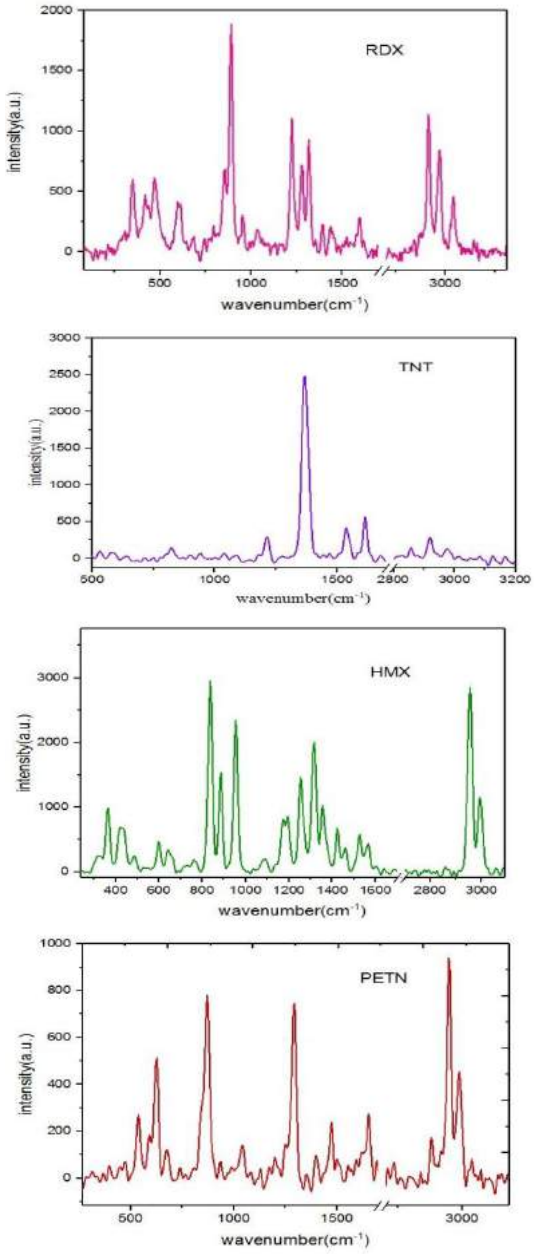
[۲] Notch filter

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

هرتز استفاده می‌شود. آشکارساز این سامانه CCD بوده که بیناب‌سنج آن دارای توان تفکیک‌پذیری ۰/۰۴ نانومتر در محدوده طول‌موجی ۱۰۵۷-۱۸۲ نانومتر می‌باشد. برای ثبت بیناب‌های با وضوح بهتر از زمان تأخیر ۱/۶ میکروثانیه استفاده شد.

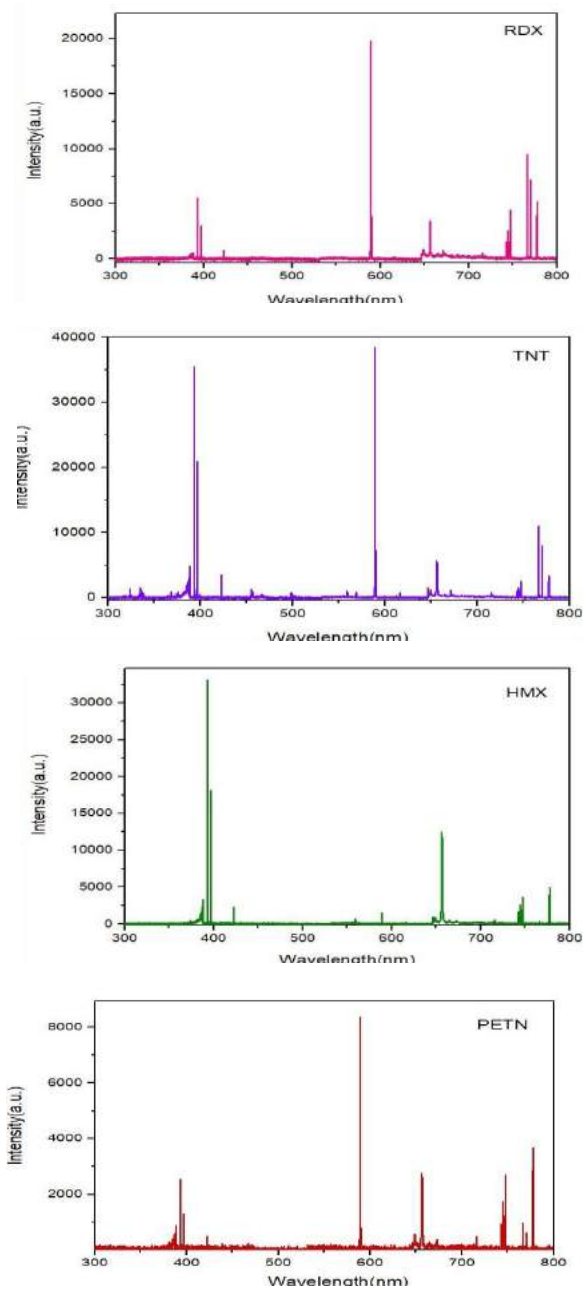
۳-داده‌ها و نتایج

بیناب‌های رامان و LIBS نمونه‌های RDX، TNT، HMX و PETN در شکل‌های ۲ و ۳ به‌صورت جداگانه رسم شده‌اند.



شکل ۲: بیناب رامان ترکیبات انفجاری RDX، TNT، HMX و PETN

همان‌طور که در شکل‌ها مشاهده می‌شود، بیناب‌های رامان مربوط به نمونه‌های RDX و HMX شبیه به یکدیگر بوده و عملاً در خیلی از قله‌ها نظیر(cm^{-1} ۸۸۴ و ۹۵۷ و ۸۴۱ و ۱۳۱۴) دارای همپوشانی می‌باشند. از سوی دیگر در نمونه RDX نسبت به TNT چنین همپوشانی‌ای دیده نمی‌شود و با استفاده از بیناب‌نمایی رامان به‌خوبی می‌توانند تفکیک شوند.



شکل ۳: بیناب LIBS ترکیبات انفجاری RDX، TNT، HMX و PETN

برای رفع مشکل فوق همان‌طور که در مقدمه اشاره شد، از بیناب‌نمایی فروشکست القایی لیزری که بر مبنای آنالیز عنصری استوار است، کمک گرفته می‌شود. همان‌طور که در شکل۳ دیده می‌شود، در مورد نمونه‌های RDX و HMX تفکیک‌پذیری نسبی که بیشتر در اختلاف شدت گسیل بیناب‌ها دیده می‌شود اشاره کرد. به همین صورت بیناب

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

LIBS مربوط به نمونه‌های RDX و TNT همپوشانی شدیدی در طول‌موجهای مربوط به هیدروژن (۶۵۶/۳۰nm)، اکسیژن (۷۷۷/۲۶nm) و نیتروژن (۸۶۸/۰۲nm) دارند که برای تفکیک آن‌ها می‌توان از داده‌های بیناب رامان استفاده کرد.

به‌منظور ارائه راهکار آماری جهت فرایند فوق از ضریب همبستگی استفاده می‌شود. ضریب همبستگی کمیتی است که میزان رابطه خطی بین دو متغیر یا دو مجموعه از متغیرها را بیان می‌کند و از این کمیت جهت اندازه‌گیری میزان شباهت بیناب‌های مربوط به دو ماده استفاده می‌شود که از رابطه ذیل محاسبه می‌شود:

$$r = \frac{\sum_{i=1}^{n}((x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y}))}{\sqrt{\sum_{i=1}^{n}\left(x_i - \bar{x}\right)^2 \sum_{i=1}^{n}\left(y_i - \bar{y}\right)^2}}$$

که $\bar{X}$ و $\bar{Y}$ مقادیر میانگین شدت‌های بینابی رامان وLIBS مربوط به نمونه‌های مختلف می‌باشد. این کمیت دارای مقادیر بین صفر تا یک بوده که هر چه مقدار آن بزرگ‌تر باشد، نشان‌دهنده شباهت بیشتر بیناب‌های هر دو ماده بوده و عملاً سختی شناسایی آن‌ها را نشان می‌دهد.

نتایج محاسبه ضرایب همبستگی بیناب‌های رامان وLIBS چهار ترکیب فوق نسبت به یکدیگر در جدول (۱) آورده شده است.

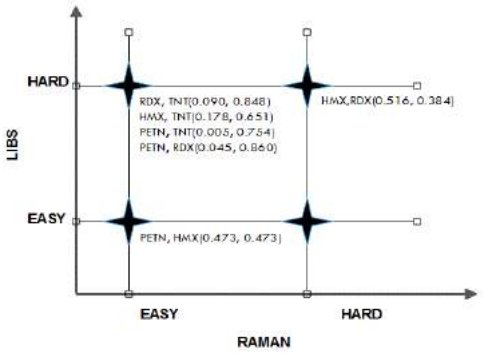
جدول ۱: مقادیر ضریب همبستگی محاسبه‌شده

نواحی رنگ خورده مربوط به بیناب‌نمایی LIBS و بدون رنگ مربوط به بیناب‌نمایی رامان است.

	TNT	RDX	HMX	PETN
TNT		۰/۰۹۰	۰/۱۷۸	۰/۰۰۵
RDX	۰/۸۴۸		۰/۵۱۶	۰/۰۴۵
HMX	۰/۶۵۱	۰/۳۸۴		۰/۴۷۳
PETN	۰/۷۵۴	۰/۸۶۰	۰/۴۷۳	

همان‌طور که در جدول (۱) نشان داده‌شده است بیشترین مقدار ضریب همبستگی برای داده‌های LIBS (۰/۸۴۸) مربوط به نمونه‌های RDX وTNT بوده که عملاً نشان‌دهنده سختی شناسایی آن‌ها با این روش می‌باشد. در مقابل کمترین داده (۰/۳۸۴) مربوط به RDX و HMX می‌باشد که توانایی روش فوق در شناسایی آن‌ها را نشان می‌دهد. از سوی دیگر بیشترین مقادیر ضریب همبستگی در بین داده‌های رامان به نمونه‌های RDX و HMX (۰/۵۱۶) و کمترین آن‌ها به TNT وPETN (۰/۰۰۵) اختصاص دارد که تفسیر آن‌ها مانند مورد قبلی است.

سهولت و سختی شناسایی مواد با استفاده از روش‌های فوق بر اساس داده‌های جدول (۱) در نمودار شکل (۴) نشان داده‌شده است. روند نتایج این تحقیق با پژوهش‌های مشابه تطابق خوبی داشته ولیکن به دلیل استفاده از مواد با درصدهای خلوص متنوع در پژوهش‌های پیشین تطبیق دقیق کمی وجود ندارد[۴].



شکل۴ : سهولت و سختی شناسایی مواد با استفاده از داده‌های ضرایب همبستگی

۴-نتیجه‌گیری

در این تحقیق برای آنالیز و شناسایی بهتر نمونه‌های مواد منفجره که اغلب ازنظر ساختار مولکولی مشابه می‌باشند، از روش‌های بیناب‌نمایی رامان و فروشکست القایی لیزری استفاده‌شده است. به‌منظور راهنمایی بهتر در انتخاب روش کارآمدتر بیناب‌نمایی از ضریب همبستگی استفاده شد. نتایج پژوهش نشان داد که با استفاده از داده‌های مربوط به محاسبه ضریب همبستگی برای آنالیز هر جفت از مواد، می‌توان از روش مناسب‌تر استفاده کرد.

مراجع

[1] M. Lopez-Lopez, C. Garcia-Ruiz, "Infrared and Raman spectroscopy techniques applied to identification of explosives", Trends in Analytical Chemistry. **54**, pp. 36-44, 2014.

[2] S. J. Mousavi, M. Hemati Farsani, S. M. R. Darbani, A. Mousaviazar, M. Soltanolkotabi, A. Eslami Maj, "CN and C_2 vibrational spectra analysis in molecular LIBS of organic materials" Appl. Phys. B, 122-106, 2016.

[3] C.Lo´,pez-Moreno, S. Palanco, J. Javier Laserna,, F, DeLucia Jr, A, W. Miziolek, J, Rose, R.A. Waltersc and A. I. Whitehoused, "Test of a stand-off laser-induced breakdown spectroscopy sensor for the detection of explosive residues on solid surfaces" J. Anal. At. Spectrom **21**, 55–60 .2006.

[4] J. Moros, J. A. Lorenzo, and J. J. Laserna, "Standoff detection of explosives: critical comparison for ensuing options on Raman spectroscopy–LIBS sensor fusion," Anal. Bioanal. Chem. **400**, 3353–3365, Jul. 2011.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

بررسی ساختارهای میکروتخلخلی و میکروموجی ایجاد شده بر روی سطح پلیمر PMMA در برهمکنش با لیزر پالسی CO_2

میترا وصال[۱]، سحر سهرابی[۱]، محسن منتظرالقائم[۲]، هدیه پازکیان[۲]، محمود ملاباشی[۱]

[۱]دانشکده فیزیک، دانشگاه علم و صنعت ایران

[۲]پژوهشگاه علوم و فنون هسته ای، پژوهشکده فوتونیک و فناوری های کوانتومی

چکیده - تراشه های میکروشاره کاربردهای بسیار مهمی در حوزه‌های مختلف تحقیقاتی مانند سنتز شیمیایی، بیوتکنولوژی و تکنولوژی شاره های اپتیکی دارند. در میان مواد پلیمری متنوعی که برای ساخت ابزارهای میکروشاره مورد استفاده قرار میگیرند، پلیمر پلی‌متیل‌متاآکریلات (PMMA) بدلیل قیمت پایین، شفافیت و زیست سازگاری که به ویژه در کاربردهای بیولوژیکی مهم است، بیشتر مورد استفاده می‌باشد. میکروماشین کاری لیزری یکی از روش های مهم در ساخت میکروکانال در تراشه میکروشاره است. بدنبال میکروماشین کاری لیزری، آرایه ای از میکرو و نانوساختارها در کفِ میکروکانال‌ها ایجاد می‌گردد که شکل و اندازه آن‌ها به پارامترهای تابش بستگی دارد. این ساختارها می‌تواند بر بازده میکروکانال‌ها تاثیر گذارد. در این مقاله، ساختارهای میکروتخلخلی و میکروموجی ایجاد شده بر روی سطح پلیمر PMMA پس از تابش با لیزر پالسی CO_2 مورد مطالعه قرار گرفته است. به منظور بررسی مورفولوژی سطح، قبل و بعد از تابش، از میکروسکوپ الکترونی پویشگر (SEM) استفاده گردیده است.

کلید واژه- پلیمر *PMMA*، لیزر پالسی CO_2، ساختار میکروتخلخلی، ساختار میکروموجی، میکروکانال

Investigation of The Formation of Microporose and Microwave Structures on the PMMA Polymer Surface Following CO_2 Pulsed Laser Irradiation

Mitra Vesal [1], Sahar Sohrabi [1], Mohsen Montazeralghaem[2], Hedieh Pazokian [2], Mahmoud Mollabashi [1]

[1] Physics Department, Iran university of science and technology, Tehran, Iran
[2]Photonics and Quantum Technologies research school, Nuclear Science & Technology Research Institute, Tehran, Iran

Abstract- Microfluidics chips have gained important applications in many areas of the research, such as chemical synthesis, bio and optofluidic technologies. Among the various polymeric materials used for fabrication of the microfluidic devices, Polymethylmethacrylate (PMMA) is mostly used because of its low cost, transparency and biocompatibility which is important, especially for the biological applications. laser micromachining is one of the most important manufacturing methods used for fabrication of the microchannels. Following laser micromachining different micro and nano structures arrays may appear on the bottom of the microchannel depended on the irradiation parameters. Formation of these structures affects the total throughput of the microchannels. In this article, the formation of microporose and microwave structures on the surface of PMMA polymer following pulsed CO_2 laser irradiation is studied. Scanning electron microscopy (SEM) was used for the investigation of the surface morphology before and after irradiation.

Keywords: PMMA polymer, pulsed CO_2 laser, Microporose structure, Microwave structure, Microchannel

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

در مبحث ساخت میکروشاره، یکی از موارد توجه، ایجاد ساختارهای میکرو و نانو در سطح کانال‌های ایجاد شده با ماشین‌کاری لیزری است. این ساختارها تاثیر زیادی در بازده میکروکانال دارند. از طرف دیگر این ساختارها تاثیر زیادی در تغییر میزان خورش در اسید برای ایجاد میکروکانال در مواد به ویژه شیشه‌های اصلاح شده با تابش دارند. لیزر پالسی CO_2، لیزری متداول و در دسترس در صنعت می‌باشد. از طرفی پلیمر PMMA از جمله پلیمرهای ارزان و مهم برای ایجاد تراشه‌های میکروشاره است. جذب مناسب این پلیمر در طول‌موج مربوط به لیزر CO_2 باعث می‌شود که بتوان از میکروماشین‌کاری با لیزر برای ایجاد میکروکانال روی آن استفاده کرد. بدین منظور در این مقاله میکروساختارهای ایجاد شده روی پلیمر PMMA در اثر تابش با لیزر CO_2 پالسی و اثر دو پارامتر شاریدگی و تعداد پالس لیزر (که از جمله عوامل موثر در تعیین مورفولوژی ناحیه تحت تابش می‌باشند[۱و۲])، روی ابعاد و نوع ساختارها و چگونگی ایجاد و نحوه تغییرات آن‌ها مورد بررسی قرار گرفته است.

۲- آزمایش

۲-۱- مواد

در این آزمایش از پلیمر پلی متیل متاکریلات با نام اختصاری PMMA با ضخامت ۱ سانتی‌متر، استفاده گردیده است.

۲-۲- چیدمان آزمایشگاهی

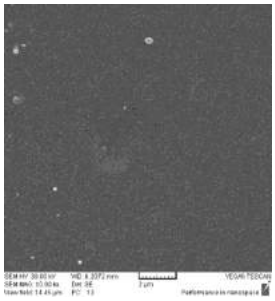
لیزر پالسی CO_2 با طول موج ۹۵۵۰ نانومتر، با تخلیه الکتریکی عرضی یا TE با ماکزیمم انرژی هر پالس ۳ ژول و پهنای پالس ۱۰۰ نانوثانیه، برای تابش نمونه‌ها مورد استفاده قرار گرفته است. همچنین به منظور دستیابی به شاریدگی های بسیار بالاتر ازآستانه کندگی پلیمر PMMA(۱۵۰۰ میلی‌ژول بر سانتی‌متر مربع)، که جزء شرایط تابشی مدنظر در این تحقیق بوده است، در چیدمان آزمایشگاهی از عدسی با فاصله کانونی ۵۰ سانتی‌متر (برای شاریدگی های زیر ۱۰۰۰۰ میلی‌ژول بر سانتی‌متر مربع) و ۱۰ سانتی‌متر (برای شاریدگی های بالاتر از ۱۰۰۰۰ میلی‌ژول بر سانتی‌متر مربع)، استفاده شده است. به سبب گوسی بودن شدت پرتو لیزر و به منظور جداسازی قسمت مرکزی پرتو، حفره ای با قطر ۱/۵ سانتی‌متر در چیدمان فوق بکارگرفته شده است. نور خروجی از لیزر پس از عبور از حفره وارد عدسی شده و سپس به نمونه (که فاصله آن با عدسی، با توجه به میزان شاریدگی لازم در هر مرحله از آزمایش، تنظیم می‌گردد) برخورد می‌کند.

۲-۳- ابزار اندازه گیری

به منظور اندازه‌گیری انرژی از دستگاه ژول متر FieldMaster Coherent GS استفاده شد. دستگاه میکروسکوپ الکترونی روبشی (SEM)، برای بررسی تغییرات مورفولوژی و ساختارهای ایجاد شده روی سطح بعد از تابش مورد استفاده قرار گرفت.

۳- نتایج حاصله و بحث لازم

در این قسمت، قبل از شروع بررسی سطح و ریزساختارهای سطحی ایجاد شده بر روی نمونه های تابش دیده در شرایط مختلف، تصویر نمونه قبل از تابش، در شکل ۱، که عاری از هرگونه ریزساختار (در ابعاد میکرو و نانومتری) می‌باشد، نمایش داده شده است.

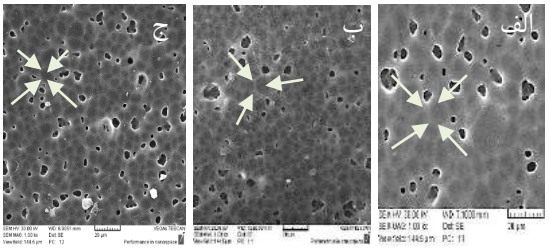


شکل۱: تصویر SEM نمونه PMMA قبل از تابش

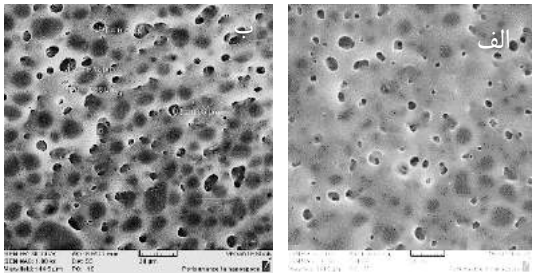
در این تحقیق، شرایط تابشی متفاوتی از نقطه نظر شاریدگی و تعداد پالس تابشی بر روی نمونه اعمال گردیده است. در شاریدگی های بسیار بالاتر از آستانه کندگی پلیمر، شامل شاریدگی های ۴۰۰۰، ۸۰۰۰ و ۱۲۰۰۰ میلی‌ژول بر سانتی‌متر مربع، نمونه تنها تحت تابش تک پالس قرار گرفته و در تعداد پالس های بالاتر شامل ۵۰ و ۱۰۰ پالس، تنها شاریدگی ۲۰۰۰ میلی‌ژول برسانتی‌متر مربع، بررسی شده است. همانطور که در شکل های ۲ و ۳ مشاهده می‌شود، در تمامی شاریدگی های فوق ، تابش در مرکز ناحیه تابشی

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

منجر به ایجاد تخلل‌هایی با ابعاد میکرومتر، که در اینجا آن‌ها را ساختارهای میکروتخلخلی می‌نامیم، شده است.



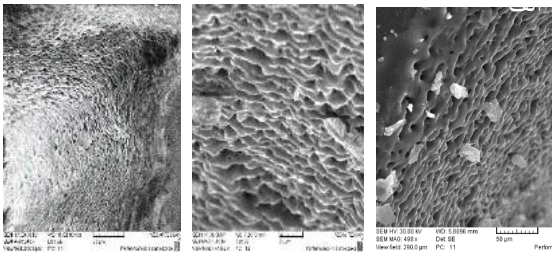
شکل۲: تصاویر SEM میکروتخلخل های ایجاد شده روی سطح PMMA پس از تابش تک پالس با طول موج ۹۵۵۰ نانومتر با نرخ تکرار ۲ هرتز و در شاریدگی: الف)۴۰۰۰، ب) ۸۰۰۰ و ج)۱۲۰۰۰ میلی‌ژول بر سانتی‌متر مربع



شکل۳: تصاویر SEM میکروتخلخل های ایجاد شده روی سطح PMMA پس از تابش با طول موج ۹۵۵۰ نانومتر در شاریدگی ۲۰۰۰ میلی‌ژول بر سانتی‌متر مربع با نرخ تکرار ۱ هرتز و با تعداد پالس: الف)۵۰ و ب)۱۰۰

در تصاویر شکل ۲ مشاهده می‌شود که در شاریدگی‌های بسیار بالاتر از آستانه کندگی، و با تابش تک پالس، با افزایش شاریدگی، میانگین اندازه تخلخل‌ها همزمان با افزایش تعداد و تراکم آنها، کاهش می‌یابد. ایجاد ناخالصی در پلیمرها حین فرایند ساخت از جمله عواملی‌است که باعث ایجاد ساختارهای مختلف روی سطح آن‌ها در اثر تابش با لیزر می‌شود. این مسئله به دلیل وجود یک شاریدگی آستانه کندگی برای هر ماده با توجه به طول‌موج مورد استفاده در تابش می‌باشد. با فرض وجود ناخالصی در پلیمر افزایش چگالی تخلخل‌ها با افزایش میزان شاریدگی را می‌توان چنین توجیه نمود که افزایش انرژی فرودی بر واحد سطح پلیمر باعث کندگی درصد بیشتری از ناخالصی‌ها می‌شود. ضمن آنکه پراکندگی میکروتخلخل‌ها نیز می‌تواند دلیلی بر وجود ناخالصی در نقاط مختلف و به‌صورت تصادفی باشد. از طرف دیگر دقت در تصاویر SEM تشکیل حوزه‌های میکرومتری با اشکال شبیه به تخلخل‌های ایجاد شده روی سطح در اثر تابش را نشان می‌دهد (مانند ناحیه مشخص شده در شکل۲). ایجاد استرس در پلیمر حین فرایند ساخت از دیگر عوامل مهم در ایجاد ساختار روی سطح است. با این وجود این حوزه‌ها در تصویر SEM نمونه قبل از تابش (شکل ۱) دیده نمی‌شوند. بنابراین به نظر می‌رسد حوزه‌های میکرونی یا در حجم ماده وجود دارند و یا به‌دلیل ایجاد استرس در پلیمر حین فرایند تابش ایجاد شده‌اند. ایجاد سوراخ‌های میکرو در اثر تابش را نیز می‌توان به عدم تحمل استرس در نقاطی از سطح و کندگی انفجاری بعد از ذوب-شدگی نسبت داد. در بررسی نحوه تغییر میکروتخلخل‌ها با توجه به نظریه اول (وجود ناخالصی) بر حسب تعداد پالس (در شاریدگی ثابت و بالاتر از آستانه کندگی)، آنچه قابل بیان است و از تصویر ۳ میتوان بدان دست یافت، این است که افزایش تعداد پالس، موجب رها شدن تدریجی نقاط ناخالصی سطح از قید نواحی اطرافشان، در طی چند مرحله، می‌گردد و در واقع نقاط ناخالصی از سطح که به علت کمتر بودن میزان ناخالصی و بیشتر بودن تقیدشان به نواحی مجاور، در پالس‌های اولیه قادر به جدا شدن از سطح نبوده اند، بعد از تابش هرپالس تدریجاً از این وابستگی‌ها آزاد شده و در نهایت پس از برخورد پالس‌های متوالی، از سطح کنده می‌شوند. به همین علت با افزایش تعداد پالس‌های تابشی، تعداد تخلخل‌ها نیز افزایش می‌یابد. این درحالیست که تعداد ریزحفره‌های کوچکتر، برحسب افزایش تعداد پالس لیزر، سیر نزولی را طی می‌کنند. مجموع این تغییرات موجب افزایش تراکم تخلخل در ناحیه تابش دیده با افزایش تعداد پالس تابشی، می‌گردد. از طرفی طبق نظریه وجود حوزه‌های استرسی نیز افزایش چگالی ساختارها با توجه به افزایش تعداد پالس را می‌توان به آزاد شدن بیشتر حوزه‌های استرسی نسبت داد. همان‌طور که اشاره شد ساختارهای فوق در مرکز ناحیه تابش ایجاد شده‌اند. با بررسی نواحی اطراف مرکز تابش ساختارهای موجی‌شکل مشاهده می‌گردد. شکل ۴ تصویر میکروسکوپ الکترونی از ساختارهای ایجاد شده در اطراف ناحیه تابش داده شده در شاریدگی ۲۰۰۰ میلی‌ژول بر سانتی‌متر مربع(بالاتر از آستانه کندگی) و در تعداد پالس های ۵۰، ۱۰۰ و ۲۰۰ پالس را نشان می‌دهد.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد



شکل ۴: تصاویر SEM میکروموج های ایجاد شده روی سطح PMMA پس از تابش با طول موج ۹۵۵۰ نانومتر در شاریدگی ۲۰۰۰ میلی‌ژول بر سانتی‌متر مربع با نرخ شاریدگی ۱ هرتز و با تعداد پالس: الف)۵۰ ، ب)۱۰۰ و ج) ۲۰۰

در این آزمایش ساختارهای میکروموج در لبه ناحیه تابش و نیز ناحیه متاثر از گرما ایجاد شدند. در مبحث ایجاد ساختارهای پریودیک یا موجی شکل، بصورت کلی دو دسته ساختار با ابعاد نانومتری و میکرومتری، مطرح هستند. طبق تحقیقات، دلیل ایجاد دسته اول(موج‌هایی در ابعاد نانومتری)، تداخل نور لیزر با نور پراکنده شده از سطح تحت تابش، است[۳]. این گونه موج‌ها عمود بر قطبش نور فرودی تشکیل می‌گردند و ابعاد آن‌ها با مرتبه طول موج تابشی متناسب است. اما علت ایجاد دسته دوم(میکروموج‌ها)، موج‌های حرارتی می‌باشند. در واقع پس از تابش نور لیزر به نمونه، دمای ناحیه تحت تابش و اطراف آن به شدت بالا رفته و مواد در آن ناحیه به حالت مذاب در می‌آیند[۴]. این موضوع باعث برهم زدن تعادل گرمایی نمونه و در نتیجه ایجاد جریان همرفتی (به منظور نزدیک شدن مجدد به تعادل گرمایی) می‌شود،که اصطلاحاً به آن، همرفت مارانگونی گفته می‌شود. هم چنین به علت دور شدن بسیار زیاد ماده از تعادل گرمایی در ناحیه تحت تابش ، تنش‌های موجود در نمونه که حین فرآیند ساخت و یا تابش ایجاد گردیده اند، آزاد شده [۵] و این موضوع باعث انتشار و هدایت جریان همرفتی به سمت دیواره ناحیه تابش دیده می‌گردد. در نهایت بعد از قطع شدن تابش، با انجماد مجدد، این میکروموج‌ها روی نمونه ایجاد می‌گردند. همانگونه که در شکل۴ مشاهده می‌شود، در شاریدگی ۲۰۰۰ میلی‌ژول بر سانتی‌متر مربع که بالاتر از آستانه کندگی PMMA می‌باشد، با افزایش تعداد پالس، شاهد کاهش پهنای عرضی میکروموج‌ها و افزایش تراکم و برجستگی آنها بر حسب افزایش تعداد پالس و کندگی لایه‌های پلیمر نیز، هستیم. در واقع به دلیل افزایش امواج تولید شده بر اثر افزایش تعداد پالس و برخورد این امواج به یکدیگر و فشرده شدن آنها در ناحیه کناره حفره، تراکم این ساختارها با افزایش تعداد پالس زیاد شده و این موضوع موجب کاهش پهنای عرضی میکروموج‌ها می‌شود که به علت ثابت بودن حجم ماده مذاب حمل شده توسط یک موج، منجر به افزایش ارتفاع و برجستگی میکروموج‌ها می‌گردد

۴- نتیجه گیری

پرتودهی سطح پلیمر PMMA با طول موج ۹۵۵۰ نانومتر لیزر پالسی CO_2 منجر به ایجاد ساختارهای میکروتخلخلی در مرکز و ساختارهای میکروموج در اطراف ناحیه تابشی میشود. تعداد و تراکم این ساختارها که در شاریدگی‌های بالاتر از آستانه کندگی پلیمر پدیدار می گردد، با افزایش شاریدگی، افزایش یافته و میانگین اندازه تخلخل‌ها کاهش می‌یابد. این درحالیست که بطور کلی ابعاد این سوراخ‌ها، در ابعاد میکرومتری می‌باشد. رفتار تخلخل‌ها بر حسب تغییر در تعداد پالس نیز همانند رفتار آن‌ها بر حسب تغییرات شاریدگی بوده و با افزایش تعداد پالس، تعداد تخلخل ها افزایش می یابد که این موضوع باعث کاهش میانگین اندازه میکروتخلخل های ایجاد شده بر روی سطح می گردد.

مراجع

[۱] **پازکیان، هدیه، *برهمکنش لیزر با فیلم پلی اتر سولفون، مکانیسم ها و اثر لیزر روی زیست سازگاری و خون سازگاری آن*، رساله دکتری فیزیک اتمی مولکولی، دانشکده فیزیک، دانشگاه علم و صنعت ایران، ۱۳۹۰.**

[۲] دادستان، ماهرخ، میرزاده، حمید، شریفی سنجانی، ناصر، *بررسی اثر لیزرهای اکسایمر و کربن دیواکسید بر خواص سطحی پلی اتیلن ترفتالات-۱*، علوم و تکنولوژی پلیمر، سال ۱۲، شماره ۱، ۱۳۷۸.

[3] D. Qi, H. Liu, W. Gao, S. Chen, C. Li, H. Lai, *et al.*, "Investigations of morphology and formation mechanism of laser-induced annular/droplet-like structures on SiGe film," *Optics express*, vol. 21, pp. 9923-9930, 2013.

[4] **H. Niino and A. Yabe, "Excimer laser ablation of polyethersulfone derivatives: periodic morphological micro-modification on ablated surface," *Journal of Photochemistry and Photobiology A: Chemistry*, vol. 65, pp. 303-312, 1992.**

[5] T. Bahners and E. Schollmeyer, "Morphological changes of the surface structure of polymers due to excimer laser radiation," *Journal of Applied Physics*, vol. 66, pp. 1884-1886, 1989.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

مطالعه ذرات معلق جوی بر روی دریاچه ارومیه با استفاده از لیدار فضابرد کالیپسو (CALIPSO)

فاطمه قماشی[1] و حمیدرضا خالصی‌فرد[1]

۱.دانشکده فیزیک و پژوهشکده تغییر اقلیم و گرمایش زمین، دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان، زنجان

چکیده – دریاچه ارومیه در شمال غرب ایران یکی از بزرگترین دریاچه‌های فوق شور در جهان است. در دهه‌های اخیر دریاچه با چالش جدی خشک شدن مواجه بوده است. در مقایسه با سال ۱۹۹۵ میلادی، سطح دریاچه به میزان تقریبا ۸۸٪ خشک شده است که باعث به‌وجود آمدن بستری از نمک در اطراف دریاچه شده است و می‌تواند مقادیر قابل توجهی از هواویزها (غبار و نمک) را در هنگامی‌که باد می‌وزد به منطقه پراکنده کند. ما از داده‌های لیدار فضابرد کالیپسو برای بررسی تغییرات فصلی هواویزهای جو دریاچه ارومیه استفاده می‌کنیم. برای این منظور، پارامترهای اپتیکی انتگرال پس پراکندگی میرا شده (IAB) و عمق اپتیکی هواویزها (AOD) را که در طول موج ۵۳۲ نانومتر محاسبه شده‌اند انتخاب می‌کنیم. مقادیر روزانه IAB و AOD، یک تمایز قابل توجه بین هواویزهای جو دریاچه ارومیه از اطراف آن به ویژه در فصل تابستان نشان می‌دهند. همچنین بیشترین میانگین مقدار AOD برای جو دریاچه درفصل تابستان مشاهده می‌شود. این نتایج می‌تواند به‌دلیل افزایش میزان ذرات نمک در جو دریاچه در فصل تابستان و مقادیر بالاتر ضریب پس پراکندگی برای این ذرات نسبت به هواویزهای غبار باشد.

کلید واژه- دریاچه ارومیه، کالیپسو، هواویز، عمق اپتیکی، پس پراکندگی، ذرات نمک

Investigation of Atmospheric Aerosols Over the Urmia Lake using CALIPSO space-borne Lidar

Fatemeh Ghomashi1 and Hamid R. Khalesifard1

[1] Department of Physics and Center for Research in Climate Change and Global Warming, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences (IASBS), Zanjan, Iran

Abstract- The Urmia Lake in Northwest Iran is one of the largest permanent hypersaline lakes in the world. In recent decades, the lake suffers from a severe drought scenario. Comparing to the year 1995, the lake area has been dried by around 88% and this left a bed of salt around the lake and it can disperse significant amount of aerosols (dust and salt) into the atmosphere while the wind is blowing in the region. We use the recordings of the CALIPSO satellite to investigate the seasonal variations of atmospheric aerosols over the lake. For this purpose, we select integrated attenuated backscatter (IAB) and aerosol optical depth (AOD) that calculated for 532 nm. Daily values of IAB and AOD, show a significant distinction between aerosols over the Urmia Lake from its environs, especially during summer season. Also, the highest average amount of AOD for lake atmosphere observes during the summer season. These results can be attributed to an increase in the amount of salt particles in the lake atmosphere in summer and higher amounts of backscattering coefficient for salt particle relative to dust aerosol.

Keywords: Urmia Lake, CALIPSO, aerosol, optical depth, backscattering, salt particles.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

دریاچه ارومیه در شمال غربی ایران، یکی از بزرگترین دریاچه‌های فوق شور در جهان و بزرگترین دریاچه در خاورمیانه است. در دهه‌های گذشته (تقریباً از سال ۱۹۹۵ میلادی) تراز آب دریاچه ارومیه به‌طور قابل ملاحظه‌ای (در حدود ۸ متر) کاهش یافته است و سطح متوسط آب دریاچه تقریباً ٪ ۸۸ کاهش یافته است [1,2]. یکی از نتایج خشک شدن دریاچه ارومیه، تولید طوفان‌های نمک است که به هنگام وزش بادهای قوی می‌توانند به زمین‌های کشاورزی و مسکونی اطراف دریاچه پراکنده شوند [3,4]. ما در این مطالعه، به بررسی هواویزهای جو دریاچه ارومیه و اطراف آن و ویژگی‌های اپتیکی این هواویزها شامل انتگرال پس-پراکندگی میرا شده (IAB) و عمق اپتیکی هواویزها (AOD)، با استفاده از داده‌های لیدار فضابرد کالیپسو (CALIPSO) از سال ۲۰۰۶ تا ۲۰۱۵ میلادی می-پردازیم. مأموریت کالیپسو فراهم آوردن اندازه‌گیری‌هایی است که کمک می‌کند تا نقش هواویزها و ابرها در شکل-گیری آب و هوا بهتر و ملموس‌تر درک شود [5] .

۲- مجموعه‌ی داده‌ها و روش‌های اندازه‌گیری

ما در این مطالعه برای بررسی میزان و نوع هواویزهای جو دریاچه ارومیه و اطراف آن، به ترتیب از پارامترهای عمق اپتیکی هواویزها (AOD) و انتگرال پس‌پراکندگی میرا شده (IAB) از مجموعه داده‌های CALIPSO 5-km Aerosol Profile Product (Level 2, Version 3) در طول سال‌های ۲۰۰۶ تا ۲۰۱۵ میلادی استفاده می‌کنیم. عمق اپتیکی هواویزها (AOD یا τ_p) به عنوان معیاری از میزان هواویزها در جو زمین در نظر گرفته می‌شود [6] و به‌صورت انتگرال‌گیری از ضریب خاموشی (جذب و پراکندگی) ذرات (α_p) در یک ستون قائم از بالای جو تا سطح زمین در طول موج ۵۳۲ نانومتر تعریف می‌شود که با رابطه (1) نشان داده شده است.

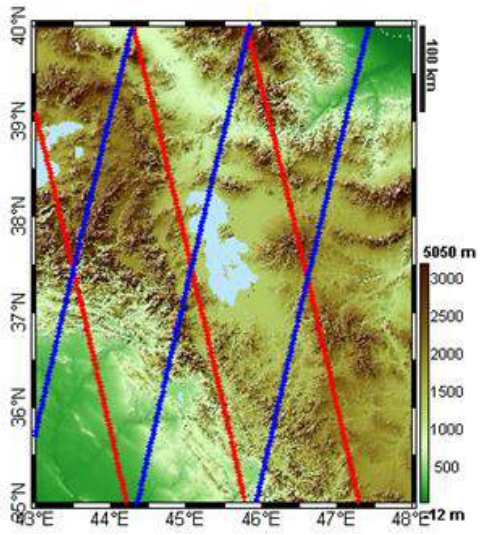
$$\tau_p(z) = \int_{z_{top}}^{z_{base}} \alpha_p(z)dz \qquad (1)$$

پارامتر بعدی که برای بررسی نوع هواویزهای جو دریاچه، استفاده می‌کنیم، انتگرال پس‌پراکندگی میرا شده ذرات (IAB یا $\acute{\gamma}$) است که با انتگرال‌گیری از ضریب پس‌پراکندگی میرا شده ذرات (β') در یک ستون قائم از بالای جو تا سطح زمین در طول موج ۵۳۲ نانومتر به‌دست می‌آید که با رابطه (2) نشان داده شده است [7].

$$\acute{\gamma}(z) = \int_{z_{top}}^{z_{base}} \beta'(z)dz \qquad (2)$$

۳- نتایج و بحث

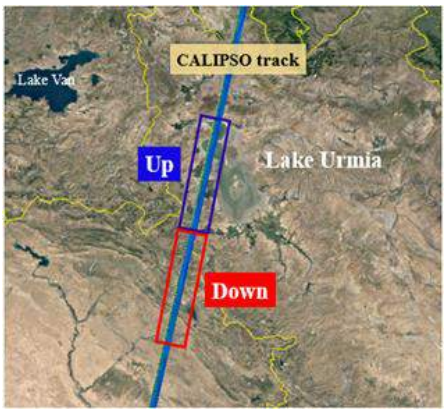
در شکل (1) محدوده‌ی منطقه مورد مطالعه و مسیرهای عبور ماهواره‌ی کالیپسو از روی دریاچه ارومیه و اطراف آن در روز و شب به‌ترتیب با خطوط قرمز و آبی نشان داده شده است. دوره‌ی تکرار هر یک از این مسیرها، ۱۶ روز است [5]. ما در این مطالعه مسیرهای شب و روز را به‌طور جداگانه مقایسه می‌کنیم، یعنی همه مسیرهای شب را با هم و همه مسیرهای روز را نیز باهم در نظر می‌گیریم. رنگ در شکل (1) نشان‌دهنده ارتفاع از سطح دریا است که در گوشه پائین سمت راست شکل، اطلاعات مربوط به رنگ را آورده‌ایم.



شکل (1). مسیرهای عبور کالیپسو از روی دریاچه و اطراف آن. خطوط آبی، مسیرهای شب و خطوط قرمز، مسیرهای روز عبور کالیپسو را نشان می‌دهد.

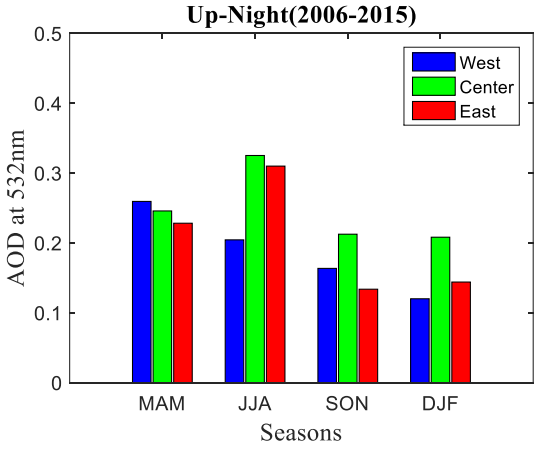
به منظور بررسی دقیق‌تر هواویزهای جو دریاچه ارومیه از اطراف آن، هر مسیر کالیپسو را به دو بخش بالا (Up) و پائین (Down) تقسیم‌بندی می‌کنیم و برای هر مسیر نیز، این دو بخش را با هم مقایسه می‌کنیم تا بتوانیم میزان و نوع ذرات را در هر دو بخش با هم مقایسه کنیم. در شکل (2) این تقسیم‌بندی برای مسیر عبور کالیپسو در شب از روی دریاچه نشان داده شده است. برای سایر مسیرها، طول بخش Up و Down به یک اندازه یکسان انتخاب شده است.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد



). مسیر عبور کالیپسو در شب از روی دریاچه ارومیه و تقسیم‌بندی این 2شکل (
Down. و Upمسیر به دو بخش

ما در این بررسی، مقادیر روازنه پارامترهای AOD و IAB را از داده‌های CALIPSO level 2 Aerosol Profile در مدت زمان ۱۰ سال (ژوئن ۲۰۰۶ تا دسامبر ۲۰۱۵) اندازه-گیری می‌کنیم. میانگین فصلی AOD در ۵۳۲ نانومتر را برای سه مسیر شب کالیپسو در بخش Up مربوط به هر مسیر محاسبه می‌کنیم. نمودار تغییرات فصلی AOD برای ۴ فصل بهار (MAM)، تابستان (JJA)، پائیز (SON) و زمستان (DJF) در شکل (3) آورده شده است. مسیر عبوری از غرب دریاچه با West، مسیر عبوری از روی دریاچه با Center و مسیر عبوری از شرق دریاچه با East نام‌گذاری شده است.



غرب، مرکز برای سه مسیر عبور کالیپسو در AOD). تغییرات فصلی 3شکل (
و شرق دریاچه ارومیه در شب در طول سال‌های ۲۰۰۶ تا ۲۰۱۵.

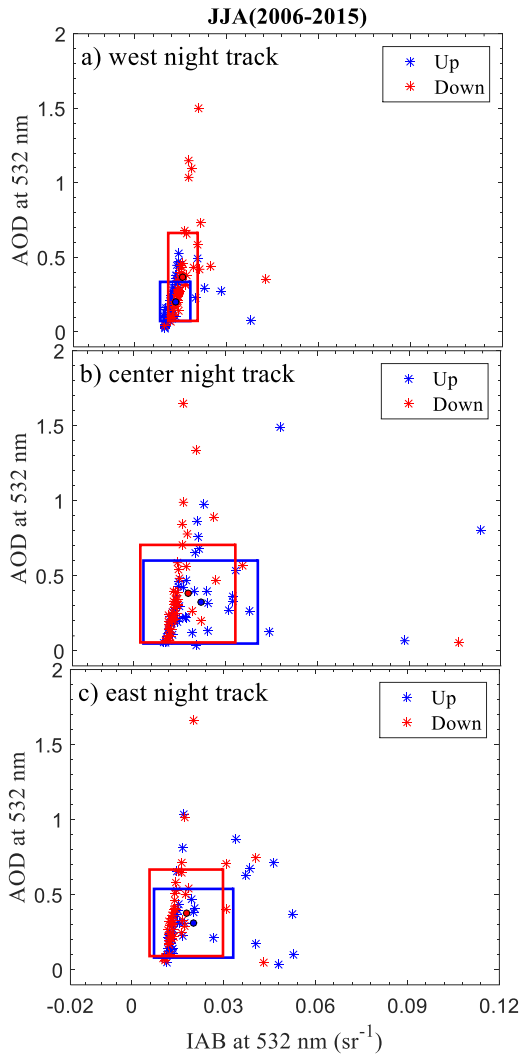
همان‌گونه که در شکل نشان داده شده است مقدار میانگین فصلی AOD برای مسیر عبور کالیپسو از روی دریاچه ارومیه (Center، رنگ سبز) در فصل‌های تابستان، پائیز و زمستان بیشتر از مقدار آن برای دو مسیر کالیپسو در غرب و شرق دریاچه است. علاوه بر این، مقدار میانگین فصلی AOD برای این مسیر در فصل تابستان بیشترین مقدار را دارد. این نتایج نشان می‌دهد که میزان هواویزهای AOD برای مسیر Center نسبت به دو مسیر West و East بیشتر است که می‌تواند به‌دلیل وجود هواویزهای نمک برای مسیر Center که از روی دریاچه عبور می‌کند، باشد. همچنین میزان این هواویزها در فصل تابستان به بیشینه مقدار خود می‌رسد که می‌توان نتیجه گرفت ذرات نمک دریاچه ارومیه در فصل تابستان بیشترین مقدار را در جو دریاچه دارد.

ما در ادامه‌ی بررسی، نمودارهای مقادیر روزانه AOD را بر حسب IAB در طول موج ۵۳۲ نانومتر برای هر کدام از مسیرهای عبور کالیپسو در شب در غرب دریاچه ارومیه (west night track)، روی دریاچه (center night track) و شرق دریاچه (east night track)، در فصل تابستان (JJA) در طول سال‌های ۲۰۰۶ تا ۲۰۱۵ میلادی به‌طور جداگانه رسم می‌کنیم و مقادیر پارامترهای ذکر شده در دو بخش Up و Down را با دو رنگ به‌ترتیب آبی و قرمز مشخص می‌کنیم. طول هر یک از مستطیل‌ها در راستای محور x در شکل نشان‌دهنده دو برابر انحراف معیار مقادیر روزانه IAB است و در راستای محور y نشان‌دهنده دو برابر انحراف معیار مقادیر روزانه AOD است. دایره های قرمز و آبی در مرکز هر کدام از مستطیل‌های قرمز و آبی، نشان-دهنده مقدار میانگین تمام مقادیر روزانه IAB و AOD رسم شده در شکل (4) است.

با توجه به شکل (4) ملاحظه می‌کنیم که پراکندگی مقادیر IAB برای مسیر center night track (شکل 4b)، که از روی دریاچه می‌گذرد نسبت به دو مسیر دیگر بیشتر است. از طرف دیگر یک تمایز آشکار بین مقادیر IAB در بخش Up و Down برای این مسیر وجود دارد و میانگین مقادیر IAB در بخش Up بیشتر از Down است. این تمایز آشکار می‌تواند به‌دلیل تفاوت نوع ذرات بخش Up و Down باشد. چون بخش Up در محدوده‌ی دریاچه قرار دارد و نوع ذرات در این بخش شامل ذرات نمک است. مقادیر بزرگتر IAB در بخش Up نسبت به Down می‌تواند در نتیجه بالا بودن

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

ضریب پس‌پراکندگی میرا شده برای ذرات نمک نسبت به دیگر ذرات در جو پائین دریاچه باشد.



شکل 4. مقادیر روزانه AOD بر حسب IAB در فصل تابستان (JJA) در بازه‌ی سال‌های ۲۰۰۶ تا ۲۰۱۵ برای مسیرهای عبور کالیپسو در شب در a) طول west night track، غرب دریاچه (b) روی دریاچه (center night track) و c) شرق دریاچه (east night track). مستطیل‌های آبی و قرمز نشان‌دهنده‌ی دو برابر انحراف معیار مقادیر AOD و IAB در بخش Up و Down است.

۴- نتیجه گیری

مقدار میانگین فصلی AOD برای مسیر عبور کالیپسو از روی دریاچه ارومیه در فصل‌های تابستان، پائیز و زمستان، مقادیر بالاتری نسبت به مسیرهای غرب و شرق دریاچه دارد. این مقدار در فصل تابستان به بیشینه مقدار خود می‌رسد. این نتایج می‌تواند نشان‌دهنده وجود ذرات نمک در جو دریاچه ارومیه باشد که باعث ثبت مقدار AOD بالاتری برای این مسیر عبور کالیپسو نسبت به دیگر مسیرها می‌شود. همچنین ذرات نمک در فصل تابستان بیشترین مقدار را در جو دریاچه دارند. در نمودار مقادیر روزانه AOD بر حسب IAB، تمایز آشکار میانگین مقادیر روزانه IAB در فصل تابستان برای مسیر عبور کالیپسو از روی دریاچه ارومیه می‌تواند به‌دلیل تفاوت نوع ذرات بخش Up و Down باشد. چون بخش Up در محدوده‌ی دریاچه قرار دارد و نوع ذرات در این بخش شامل ذرات نمک است. مقادیر بزرگتر IAB در بخش Up نسبت به Down می‌تواند در نتیجه بالا بودن ضریب پس‌پراکندگی میرا شده برای ذرات نمک نسبت به دیگر ذرات در جو پائین دریاچه باشد.

سپاسگزاری

نویسندگان این مقاله از مرکز تحقیقات لانگی (LaRC) ناسا برای فراهم نمودن داده‌های کالیپسو (CALIPSO) سپاس‌گزار هستند.

مراجع

[1] AghaKouchak, A., et al., Aral Sea syndrome desiccates Lake Urmia: Call for action, J. Great Lakes Res., **41**, 307–311, 2015.
[2] Taravat, A., et al., A Space borne Multisensory, Multitemporal Approach to Monitor Water Level and Storage Variations of Lakes, Water., **8**, 478, 2016
[3] UNEP and GEAS, The drying of Iran's Lake Urmia and its environmental consequences. J. Environ. Dev., **2**, 128–137, 2012.
[4] Ginoux, P., Global-scale attribution of anthropogenic and natural dust sources and their emission rates based on MODIS Deep Blue aerosol products, Rev. Geophys. , **50**, 1-36, 2012.
[5] Winker, D., et al., The CALIPSO Mission: a global 3D view of aerosols and clouds, B. Am. Meteor. Soc., **91**, 1211–1229, 2010.
[6] Kokhanovsky, A. A. Aerosol optics: Light absorption and scattering by particles in the atmosphere. Springer-Praxis, 2008.
[7] Vaughan, M., et al., CALIOP Algorithm Theoretical Basis Document, PC-SCI-202 Part 2, 2005.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

بهینه‌سازی چاه کوانتومی AlGaAs برای لیزرهای نیم‌رسانا ۸۰۰ نانومتر پرتوان

سید پیمان عباسی، میترا گودرزی و محمد حسین مهدیه

دانشکده فیزیک دانشگاه علم و صنعت ایران، نارمک، تهران

چکیده – در طراحی لیزرهای نیم‌رسانا *AlGaAs* با بکارگیری مقادیر مختلف درصد آلومینیوم و تغییر عرض چاه کوانتومی در ناحیه فعال میتوان عملکرد لیزر را در طول موجهای مختلف فراهم نمود. در عین حال عملکرد لیزر در شرایط بهینه در هر طول موج خاص به درصد معینی از الومینیم و عرض چاه مشخصی وابسته است. در این مقاله ساختار لیزر بهینه برای طول موج ۸۰۰ نانومتر بررسی شد. معیار بهینه سازی بر اساس دست یابی به بالاترین توان و کمترین جریان آستانه تعیین گردید. در این بهینه سازی محدودیتهای رشد عملی مواد نیم‌رسانا و آستانه تخریب اپتیکی لیزر در نظر گرفته شد. برای طول موج ۸۰۰ نانومتر بهترین عرض چاه کوانتمی ۱۰ نانومتر و درصد مولار ۰٫۰۸۵ برای مقدار آلومینیوم تعیین شد. در لیزر پیشنهادی، جریان آستانه ۵۴۵ میلی آمپر و توانی در حدود ۲۴۵۰ میلی وات حاصل شد.

کلید واژه- لیزر نیم‌رسانا، چاه کوانتومی، عرض چاه، مقدار آلومینیوم، جریان آستانه

Optimization of AlGaAs-QWs for high Power Diode lasers at 800nm

Seyed Peyman Abbasi, Mitra Goudarzi, Mohammad Hosien Mahdieh

Physics Faculty Iranian university science and technology, Narmak, Tehran, Iran

Abstract- In designing an AlGaAs diode laser, by selecting different aluminum content and varying quantum well width as active layer. The laser can be operated in optimum condition in any specific wavelength, if optimum values for aluminum content and well width are selected. In this paper, the optimum conditions for laser diode operating at 800nm was investigated. The maximum optical power and minimum threshold current are criterions for optimization process. In our design, the practical semiconductor material growth limitations and optical damage threshold were considered. Finally the optimum quantum well width and aluminum content were found to be 10 nm and 0.085, respectively. In such condition, the threshold current of 545mA and optical power of 2450mW can be achieved.

Keywords: Semiconductor Laser, Quantum Well, Well Thickness, Al Content, Threshold Current.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

لیزرهای نیم‌رسانا کاربرد گسترده ای در دمش لیزرهای حالت جامد دارند. همچنین این لیزر ها به عنوان یک منبع نوری مناسب در برخی صنایع نظیر صنعت فرآوری مواد بطور مستقیم مورد استفاده قرار می گیرند. در تمامی این کاربردها دستیابی به توان بالا، بازده بالا و کیفیت پرتوی مناسب مطلوب است [۱].

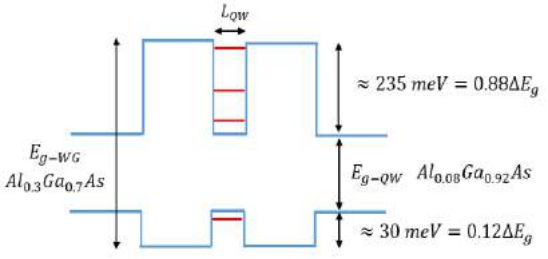
امروزه در اکثر لیزرهای نیم‌رسانا، از ساختار کاواک اپتیکی بزرگ یا ساختار محصورسازی مجزا جهت طراحی لایه های موجبر و غلاف، و همچنین از ساختارهای چاه کوانتومی جهت طراحی لایه فعال استفاده می شود[۲].

از مزایای استفاده از چاه کوانتومی در ساختار لیزرهای نیم‌رسانا می‌توان به جریان آستانه کمتر، تغییرات کم جریان آستانه با دما، توان کوک پذیری طول موج خروجی، بهره بالاتر، طیف باریکتر بهره، مصرف توان الکتریکی کمتر و توان خروجی بالاتر اشاره نمود [۳].

تراز های انرژی در چاه کوانتومی به صورت پله ای تغییر میکنند (شکل۱). در نتیجه انرژی گسیل شده حاصل از انتقال الکترون از باند رسانش چاه کوانتومی به باند ظرفیت برابر است با (شکل۱) [۴]:

$$E = \frac{hc}{\lambda} = E_g + \frac{h^2}{8L^2}\left(\frac{1}{m_e} + \frac{1}{m_h}\right) \qquad (۱)$$

که E و λ به ترتیب انرژی و طول موج پرتو لیزر تولید شده، h ثابت پلانک، c سرعت نور در خلا است. انرژی فوتون شامل انرژی گاف ماده E_{g-QW}، انرژی پایه الکترون و حفره در چاه کوانتومی است که به ترتیب با E_{1n} و E_{1h} نشان داده می‌شود. در رابطه بالا، L عرض چاه کوانتومی(ضخامت ناحیه فعال لیزر)، m_e و m_h به ترتیب جرم موثر الکترون و حفره در ماده چاه است. در شکل ۱، E_{g-WG} انرژی گاف ماده موجبر است.



شکل ۱: ساختار طرحواره از چاه کوانتومی AlGaAs

برای تعیین ساختار لیزر نیم‌رسانا و طراحی لایه‌های اپیتکسی شده با انتخاب عرض چاه و ماده می‌توان به طول موج خروجی مورد نظر دست یافت. انتخاب ماده دارای محدودیتهایی همچون گاف انرژی پایینتر از موجبر ، ضریب شکست بالاتر از موجبر و تنش قابل قبول با لایه موجبر است[۴و۵]. تنش لایه فعال با لایه موجبر حاصل از عدم انطباق شبکه است[۶].

مقدار گاف انرژی $Al_xGa_{1-x}As$ بر حسب مقدار مولار آلومینیوم برای مقادیر کمتر از ۰/۵ برابر است با[۴]:

$$E_g = 1.42 + 1.23x + 0.2x^2\ (eV)\ \ x \le 0.5 \qquad (۲)$$

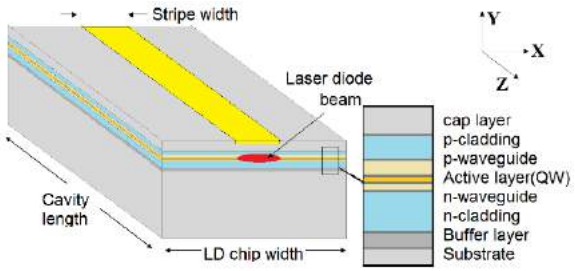
مقدار تنش ایجاد شده در لایه‌های مختلف لیزر نیم‌رسانا از مهمترین مسائل عملی رشد لایه‌های مذکور است. مقدار تنش مابین دو لایه انتخابی از تفاوت ثابت شبکه در دو لایه چاه کوانتومی و موجبر که با a_{QW} و a_{WG} نشان داده می‌شود با رابطه زیر بدست می‌آید[۶و۷]:

$$\epsilon = \frac{a_{QW} - a_{WG}}{a_{QW}} \qquad (۳)$$

در تحقیق حاضر، بازه انتخابی مقدار مولار مجاز آلومینیوم برای انتخاب ماده چاه کوانتومی با توجه به محدودیت رشد لایه‌های اپیتکسی شده از نظر مقدار مجاز برای عدم تطبیق شبکه انتخاب می‌شود. مقدار مجاز برای عدم تطبیق شبکه کمتر از ۰/۰۲ است. سپس در ازای هر مقدار درصد مولار آلومینیوم، مقدار عرض چاه کوانتومی(ضخامت ناحیه فعال) برای طول موج هدف (۸۰۰ نانومتر) تعیین می‌شود. نهایتاً بهینه ترین مقادیر انتخاب شده و توان نهایی لیزر طراحی شده محاسبه می‌گردد.

۲- ساختار لیزر

لیزر در نظر گرفته شده با ابعاد هندسی: طول کاواک ۱۰۰۰ میکرون، عرض تراشه ۵۰۰ میکرون، ضخامت تراشه ۱۲۰ میکرون و عرض نوار تزریق جریان ۱۰۰ میکرون مطابق شکل۲ در نظر گرفته شده و مشخصات لایه های رشد داده شده در جدول ۱ آمده است.



شکل ۲: لیزر نیم‌رسانا (راستای خروجی پرتو محور X است.)

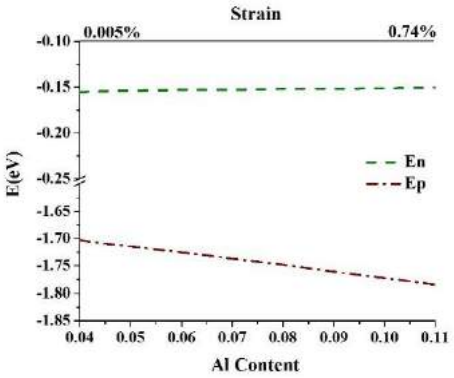
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

جدول ۱: لایه‌های رشد داده شده لیزر نیم‌رسانا

Cap layer: p-GaAs 200nm
p-cladding layer: p-$Al_{0.5}Ga_{0.5}As$ 500nm
p-waveguide: p-$Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ 500nm
Active layer QW: $Al_xGa_{1-x}As$ L(nm)
n-waveguide: n-$Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ 500nm
n-cladding layer: n-$Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ 500nm
Substrate: GaAs

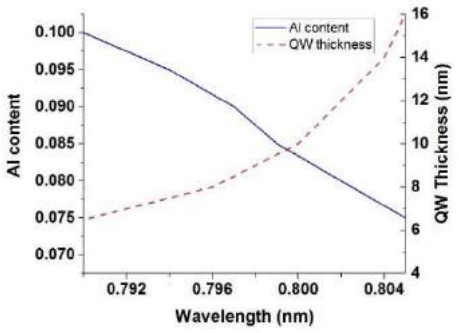
۳- بهینه سازی چاه کوانتومی

در چاه کوانتومی، فاصله دو لبه باند انرژی الکترون و حفره، تعیین کننده طول موج است. فاصله لبه باند وابسته به ماده ناحیه فعال است که محدوده مجاز تغییرات ماده جهت رشد اپیتکسی با توجه به ماده موجبر و مقدار تنش دو ماده و عرض چاه تعیین میگردد. فاصله لبه باند انرژی الکترون و حفره در شکل۳ نشان داده شده است.



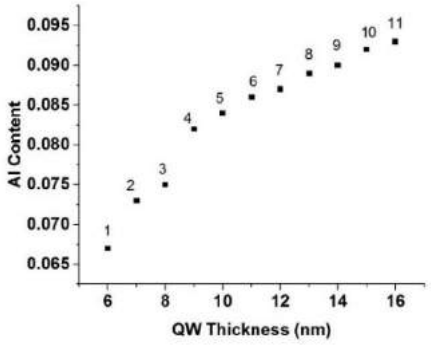
شکل ۳: لبه باند الکترون و حفره در مولارهای مختلف آلومینیوم در برای چاه کوانتومی۱۰ نانومتر در محدوده مجاز تنش عدم انطباق $Al_xGa_{1-x}As$

همانطور که از شکل ۳ پیداست در بازه نشان داده شده مقدار عدم تطبیق شبکه (محور افقی بالای نمودار) در حد مجاز است و تغییرات باند حفره در حدود ۶٪ است که بازه مناسبی را برای انتخاب طول موج از ۷۹۰ تا ۸۱۰ نانومتر را فراهم می‌کند. تغییرات طول موج بر حسب عرض چاه و مقدار مولار در شکل ۴ نشان داده شده است. همانگونه که مشاهده می‌شود با افزایش عرض چاه و کاهش مولار آلومینیوم طول موج افزایش یافته است. لذا با موازنه بین عرض چاه و مولار آلومینیوم در مقادیر مختلف می توان طول موج مورد نظر را بدست آورد بطوریکه با کاهش عرض چاه، تراز انرژی پایه افزایش یافته برای ثابت ماندن فاصله دو لبه باند انرژی الکترون و حفره، انرژی گاف ماده می بایستی کاهش یابد و این به معنای کاهش درصد مولار آلومینیوم در ماده $Al_xGa_{1-x}As$ مربوط به چاه کوانتومی خواهد بود



شکل ۴: تغییرات طول موج گسیل شده از ناحیه فعال برای درصد متغیر آلومینیوم برای چاه کوانتومی۱۰ نانومتر(خط ممتد آبی $Al_xGa_{1-x}As$ در ماده فعال رنگ) و تغییرات طول موج گسیل شده از ناحیه فعال برای عرض چاه کوانتومی متغیر در درصد آلومینیوم ۰٫۰۸۵ (خط منقطع قرمز رنگ) در محدوده مجاز تنش عدم انطباق.

شکل ۵ مقادیر متناظر مولار آلومینیوم و عرض چاه هایی است که طول موج ۸۰۰ نانومتر را نتیجه می‌دهند. همانگونه که مشاهده می‌شود نرخ افزایش مولار الومینیوم به نرخ افزایش عرض چاه برای چاههای بزرگتر از ۱۰ نانومتر کاهش می یابد. برای بهینه سازی مقادیر مولار آلومینیوم برای ماده و عرض چاه کوانتومی زوجهای حاصل از نمودار شکل ۵ در شرایط لیزر ذکر شده دو پارامتر توان اپتیکی نهایی در جریان کاری ۱ آمپر و جریان آستانه در شبیه سازی مورد توجه قرار گرفتند. شبیه سازی به روش انتشار موج با نرم افزار RSoft انجام شد[۸].

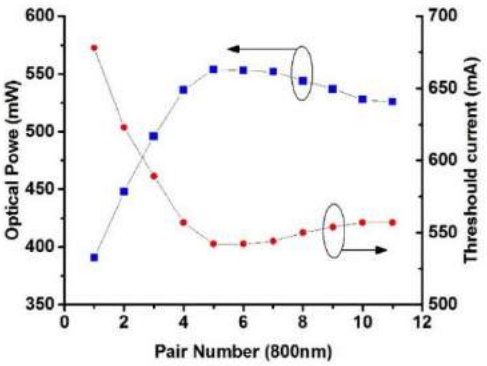


شکل ۵: زوج مقادیر متناظر مولارهای مختلف آلومینیوم در ماده فعال $Al_xGa_{1-x}As$ و عرض چاه کوانتومی که پرتو ۸۰۰ نانومتر گسیل می‌کنند. این زوجها شماره گذاری شده‌اند بطور مثال برای زوج شماره ۱۰ مقدار آلومینیوم و عرض چاه به ترتیب ۹% و ۱۵ نانومتر است.

توان اپتیکی و جریان آستانه (برای هر مقدار متناظر ارائه شده در شکل ۵) در شکل ۶ نشان داده شده است. همانگونه که مشاهده می‌شود در مقدار ۸٫۵٪ برای مقدار آلومینیوم و ۱۰ نانومتر برای عرض چاه مقدار توان بیشینه و مقدار

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

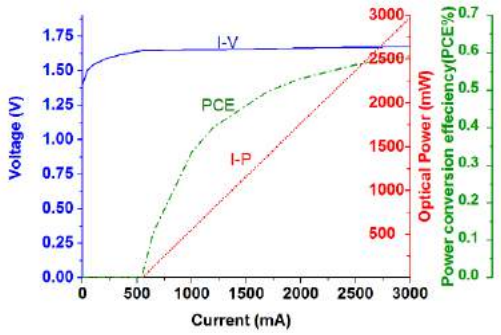
جریان آستانه کمینه شده است. بنابراین می توان برای ساختار لایه های ذکر شده، مقادیر فوق را بعنوان بهینه ترین مقادیر در نظر گرفت.



شکل ۶: توان اپتیکی بهینه در جریان ۱آمپر(رنگ ابی) و جریان استانه (رنگ قرمز) برای مقادیر متناظر مولار آلومینیوم و عرض چاه برای طول موج ۸۰۰ نانومتر.

با اعداد بدست آمده ناحیه فعال لیزر چاه کوانتومی ۱۰ نانومتری از $Al_{0.085}Ga_{0.915}As$ تعیین می‌گردد که مابین موجبری از $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ ساندویچ شده است. تراشه فوق در شرایط ذکر شده در بخش ساختار لیزر با دو آینه عقب و جلو ۹۵٪ و ۵٪ ، با خنک کاری توسط هیت سینک مسی با ضریب هدایت حرارتی ۳W/Kcm و در دمای محیط ۳۰۰ کلوین شبیه سازی شده است. محدودیت افزایش توان اپتیکی بوسیله آستانه تخریب اپتیکی آینه‌ها (COMD) در طول موج گسیلی لیزر تعیین می‌گردد. این آستانه با توجه به طول موج ۸۰۰ نانومتر برای ماده $Al_xGa_{1-x}As$ در حدود ۸-۶MW/cm^2 گزارش شده است[۹].

مشخصات الکترواپتیکی حاصل از شبیه سازی لیزر طراحی شده در شکل ۷ نشان داده شده است. در لیزر طراحی شده جریان آستانه ۵۴۵mA ، بازده لیزر ۵۸٪ و نسبت بازده توان به جریان برابر با ۱٫۱۲W/A است. با توجه به محدودیت آستانه تخریب اپتیکی آینه‌ها، توان نهایی برابر با ۲۴۵۰mW در جریان کاری ۲۵۰۰mA قابل حصول است.



شکل ۷: مشخصات الکترواپتیکی لیزر طراحی شده شامل نمودار توان-جریان(نقطه چین قرمز)، جریان-ولتاژ (خط ممتد آبی) و جریان-بازده (خط نقطه سبز)

۴- نتیجه گیری

در این تحقیق چاه کوانتومی AlGaAs برای گسیل پرتو ۸۰۰ نانومتر از لیزر نیم‌رسانا با موجبر پهن بهینه شد. نشان داده شد که بیشترین توان اپتیکی و کمترین جریان آستانه با چاه کوانتمی $Al_{0.085}Ga_{0.915}As$ با عرض ۱۰ nm حاصل می‌شود. در این لیزر می‌توان با توجه به محدودیت آستانه تخریب ماده AlGaAs توان ۲۴۵۰mW را بدست آورد.

مراجع

[1] A. Malag, E. Dabrowska, M. Teodorczyk, G. Sobczak, A. Kozłowska, and J. Kalbarczyk, “Asymmetric Heterostructure With Reduced Distance from Active Region to Heatsink for 810-nm Range High-Power Laser Diodes”, IEEE Journal Of Quantum Electronics, Vol. 48, No. 4, pp. 465-471, 2012

[2] B. S. Ryvkin and E. A. Avrutin, “Asymmetric, nonbroadened large optical cavity waveguide structures for high-power long-wavelength semiconductor lasers”, Journal Of Applied Physics, Vol. 97, No. 6, pp. 123103-6, 2005.

[3] Peter. S. Zory, *Quantum Well Lasers*, Academic Press, 1993

[4] Mroziewicz, B., Bugajski, M. and Nakwaski, W., *Physics of Semiconductor Lasers*, North Holland Publication, 1991

[5] H. Wenzel1, G. Erbert, F. Bugge, A. Knauer, J. Maege, J. Sebastian, R. Staske, K. Vogel, G. Tränkle, “Optimization of GaAsP-QWs for High Power Diode Lasers at 800 nm” SPIE Vol. 3947, 2000.

[6] Gotz Erbert, F.Bugge, A. Knauer, J. Sebastian, A. Thies, Hans Wenzel, M. Weyers, and G. Trankle, “High-Power Tensile-Strained GaAsP–AlGaAs Quantum-Well Lasers Emitting Between 715 and 790 nm”, IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, Vol5, 1999

[7] S. Adachi, *Properties of Aluminum Gallium Arsenide*, S. Adachi, p. 87, INSPEC Press, 1993.

[8] Synopsys, Inc, [RSoft LaserMOD v2013.12 User Guide], optics.synopsys.com, (2013).

[9] D. Botez, “High-Power Al-free Coherent and Incoherent Diode Lasers “ , IEEE Journal Of Quantum Electronics, 1998

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

سوئیچ اولتراسونیک ۲×۱ بر پایه تنظیم حرارتی بلور های فونونی دو بعدی از نوع جامد/جامد

مهران علی نژاد نائینی، علی بهرامی

آزمایشگاه تحقیقاتی الکترونیک نوری و نانوفوتونیک، دانشکده مهندسی برق، دانشگاه صنعتی سهند، تبریز، ایران

چکیده - در این مقاله، یک تحقیق تئوری پیرامون تاثیرات دما بر روی یک ساختار بلور فونونی دو بعدی از نوع جامد/جامد انجام شده است که متشکل از چیدمان مربعی ستون هایی از جنس ایپاکسی (رزین) است که در یک بستر از جنس تنگستن که دارای ابعادی در مقیاس میکرومتر می‌باشد قرار گرفته اند. همچنین، یک سوئیچ اولتراسونیک بر پایه بلور های فونونی دو بعدی به صورت تئوری مورد بررسی قرار گرفته است. برای این حالت، با استفاده از تحلیل ساختار باند به روش المان محدود امکان تنظیم پذیری موقعیت فرکانسی و پهنای ساختار باند بلور فونونی در مقیاس مگاهرتز نشان داده شده است. نتایج عددی برای ساختار متناوب تنگستن/ایپاکسی(رزین) با شبکه مربعی نشان می‌دهد که موقعیت فرکانسی و پهنای شکاف باند وابستگی شدید به دما دارند و با تغییر دما از $25\ ^{\circ}C$ به $35\ ^{\circ}C$ به صورت مشخصی دچار تغییر می‌شوند. وابستگی شدید به دما و متناوب بودن بلور فونونی طراحی شده اثبات می‌کند که ساختار برای طراحی یک سوئیچ حرارتی مناسب می‌باشد. لذا با توجه به نتایج حاصل از شبیه سازی و محاسبات انجام شده یک سوئیچ اولتراسونیک ۲×۱ برای فرکانس f=1.48MHz در دمای اتاق گزارش شده است.

کلید واژه- اثرات دمایی، المان محدود، اولتراسونیک، بلور فونونی، خواص الاستیک، سوئیچ، ناحیه بریلیون.

An ultrasonic 1×2 switch based on thermally tuned two-dimensional solid/solid phononic crystals

Mehran alinejad Naini, Ali Bahrami

Optoelectronics and Nanophotonics Research Lab (ONRL), Department of Electrical Engineering, Sahand University of Technology, Tabriz, Iran

Abstract- In this work, a theoretical study of the temperature effect on two-dimensional solid/solid phononic crystal structure composed of square array of Epoxy rods embedded in Tungsten matrix with sub micrometer geometries have been done. Moreover, an ultrasonic wave switch based on two-dimensional phononic crystal is theoretically investigated. For this case, the possibility of tuning the position and width of phononic band structures in megahertz range has been observed utilizing the analyses of the band structure by finite element method. The numerical results for the case of periodic Tungsten/Epoxy structure with square lattice show that the frequency position and width of the absolute band gap strongly depends on the temperature and change prominently when the temperature change from 25°C to 35°C .The strong dependence on temperature and periodicity of designed phononic crystal prove that the structure could be suitable enough for thermal switching. So, according to the simulation results and calculations the design of an acoustic wave 1×2 switch for the specific frequency of f=1.48MHz at room temperature has been reported.

Keywords: Brillouin zone, Elastic properties, Finite element, Phononic crystal, thermal effect, switch, Ultrasonic.

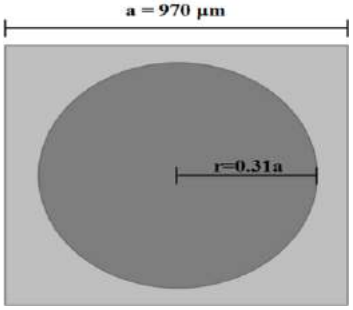
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

ساختارهای مختلف یک بلور فونونی در مطالعات اخیر به شدت مورد توجه واقع شده است و کاربرد های متنوعی بر پایه این شبکه‌ها طراحی و ساخته شده است. شبکه‌های بلور فونونی در خواص و نحوه انتشار شباهت‌هایی به شبکه های بلور فوتونی دارند. در این شبکه‌ها تفاوت هایی که منجر به متمایز شدن آن‌ها گشته است، قدرت عملکرد و زمینه کاری متفاوتی را برای این بلورها در بخش‌های مختلف پیش روی کاربر قرار داده است. بلورهای فونونی ساختارهای منظمی هستند که از ارتعاشات متناوب اجزای درون ساختار شبکه خود تشکیل شده اند. در طراحی یک بلور فونونی انتخاب مواد مناسب بسیار با اهمیت می‌باشد. مواد مورد استفاده در یک بلور فونونی باید اختلاف قابل توجهی در خواص الاستیک داشته باشند تا شکل گیری و تنظیم ساختار باند برای طراح ممکن باشد [۱]. یکی از ویژگی های اصلی یک بلور فونونی قابلیت ایجاد شکاف باند فرکانسی در طیف انتشار می‌باشد. در واقع وقتی یک ساختار متناوب در معرض برخورد با یک موج مکانیکی قرار می‌گیرد یک شکاف باند برای آن حاصل می‌شود. در این ناحیه سرعت حرکت فونون‌ها به صفر رسیده و هیچ فرکانسی اجازه عبور ندارد. تئوری براگ که اساس ایجاد شکاف باند در یک ساختار متناوب می‌باشد دو شرط کلی برای ایجاد یک شکاف باند را تفاوت فیزیکی بالا بین مواد سازنده و همچنین درصد تخلخل مناسب برای اجزای درون شبکه می‌داند [۲]. تنظیم پذیری ساختار باند یک بلور فونونی یکی از زمینه‌هایی است که در سال‌های اخیر به شدت مورد توجه قرار گرفته و روش‌های گوناگونی برای آن پیشنهاد شده است. یکی از روش‌ها افزودن فشار به ساختار و تغییر کرنش و کشش می‌باشد [۳]. تغییر هندسه ساختار، افزودن یک لایه از ماده ای با خواص الاستیک نزدیک به خواص الاستیک مواد تشکیل دهنده ساختار و یا تغییر درجه حرارت ساختار توسط یک میکروهیتر نیز از روش‌های معرفی شده دیگر در این زمینه است. در زمینه تغییر حرارت ساختار کارهای گوناگونی انجام شده است [۴-۵]و نتایج حاصل نشان دهنده این موضوع است که اگر خواص الاستیک (عدد پوآسون، ماژول یانگ، سرعت صوت) مواد موجود در میله‌ها با تغییر دما تغییر یابند، آنگاه ساختار باند بلور فونونی تغییر می‌کند و موقعیت فرکانسی و پهنای باند ساختار دچار تغییر می‌گردد [۶]. در این مقاله با استفاده از این مطالعات و با توجه به تاثیر پذیری دمایی ساختارهای متناوب فونونی، کنترل ساختار باند با تغییر درجه حرارت بهبود یافته است و با استفاده از این ویژگی یک سوئیچ اولتراسونیک ۲×۱ در محدوده فرکانسی مگاهرتز بر پایه بلورهای فونونی طراحی شده است که اولین نمونه از سوئیچ‌های تک ورودی-چند خروجی بر پایه بلورهای فونونی می‌باشد.

فرآیند طراحی

با توجه به ویژگی‌های ساختارهای متناوب فونونی و با هدف به دست آوردن یک شکاف باند بزرگ از ساختار طراحی شده، در این مقاله یک ساختار بلور فونونی دو بعدی و متناوب با چیدمان اجزای ۱۷×۱۶ طراحی شده است. در این ساختار میله‌هایی که از جنس ایپاکسی (رزین) هستند درون یک شبکه مربعی از جنس تنگستن به صورت متناوب چیده شده‌اند. مواد انتخاب شده برای ساختار اختلاف عددی بالایی در خواص الاستیک خود دارند که با توجه به تئوری براگ وجود شکاف باند در ساختار باند را برای ما فراهم می‌کنند. با توجه به خواص یک بلور فونونی و به منظور کاهش حجم محاسبات با بررسی سلول واحد ساختار می‌توانیم ساختار باند معادل کل شبکه را داشته باشیم. شکل(۱) نمایشگر سلول واحد ساختار بلور فونونی دو بعدی طراحی شده می‌باشد. می‌دانیم که مشابه ساختارهای متناوب فوتونی، سلول واحد دارای صفحه بریلیون اول می-باشد که با توجه به تقارن چرخشی که ناحیه بریلیون کاهش یافته دارا می‌باشد محاسبات در آن صورت می‌گیرد تا مود-های تکراری محاسبه نشده و حجم محاسبات کاهش یابد.



شکل ۱: نمای کناری از سلول واحد بلوری فونونی دو بعدی طراحی شده تنگستن/ایپاکسی.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

با توجه به میزان ثابت شبکه و شعاع میله‌ها که در شکل(۱) نمایش داده شده است، درصد تخلخل برای این ساختار برابر $ff = 0.31$ است و لذا باتوجه به فرآیند-های ساخت، ابعاد انتخاب شده برای ساختار محدودیتی در این جهت ایجاد نخواهد کرد. بر اساس قانون هوک و روابط جنبشی، انتشار موج در یک ساختار متناوب با مواد الاستیک با روابط (۳-۱) بیان می‌شود [۷].

$$\rho u_{p,tt} = \sigma_{pq,q}\,, \qquad (۱)$$

$$\sigma_{pq} = C_{pqrs}\varepsilon_{rs}\,, \qquad (۲)$$

$$\varepsilon_{rs} = \frac{1}{2}\left(u_{r,s} + u_{s,r}\right), \qquad (۳)$$

که در این روابط u_p *بیانگر جابجایی*، σ_{pq} بیانگر میزان کشش، ε_{rs} بیانگر میزان کرنش و C_{pqrs} نشانگر تانسور سختی می‌باشد. با توجه به تناوب موجود در یک ساختار دو بعدی بلور فونونی، اگر برای یک سلول واحد میزان سختی را با K و ماتریس جرمی را با M نمایش دهیم آنگاه معادله حرکت اویلر-لاگرانژ می‌تواند اعمال شود و منجر به ایجاد رابطه (۴) می‌شود [۷].

$$(K - \omega^2 M)v = 0, \qquad (۴)$$

معادله (۴) بیانگر نوسانات یک سلول واحد است و فرکانس-های ویژه ساختار از آن محاسبه می‌شود. لذا برای این حالت یک ابر سلول واحد ۵×۱ طراحی می‌شود که در میله مرکزی آن یک نقص به وجود آمده است. با ایجاد یک نقص مناسب در ساختار و برهم زدن تناوب آن می‌توان یک مود مشخص را در یکی از شکاف باندها عبور داد. لذا ایجاد نقص در این حالت با تغییر ماده میله مرکزی و ایجاد یک استوانه با تغییر شعاع داخلی آن در ابر سلول واحد طراحی شده صورت می‌گیرد. ماده باریوم استرانتیوم تایتان برای این کار

جدول ۱

خواص الاستیک ایپاکسی (رزین) در دماهای متفاوت[۶]

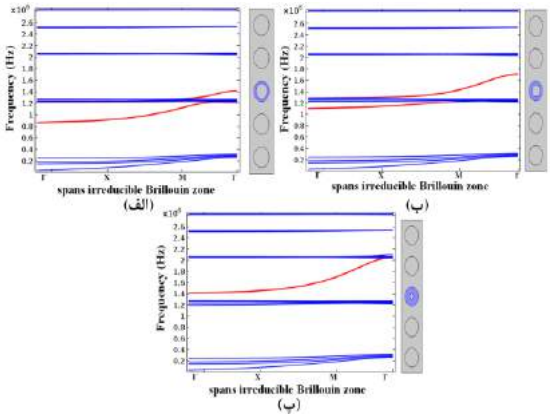
۳۵	۲۵	دما(°C)
۴/۹۷	۴/۳۵	ماژول یانگ(GPa)
۰/۴۱	۰/۳۳	عدد پوآسون

جدول ۲

خواص الاستیک باریوم استرانتیوم تایتان در دماهای متفاوت[۸]

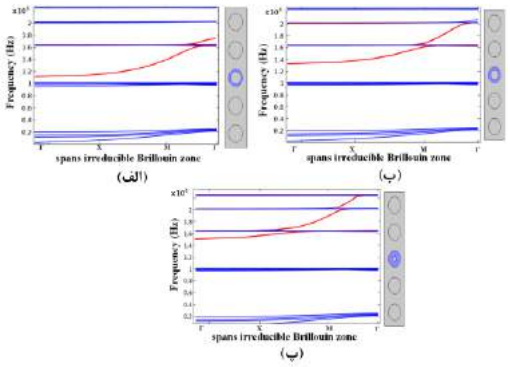
۳۵	۲۵	دما(°C)
۲/۰۷	۳/۱۲۵	ماژول یانگ(GPa)
۰/۴۳۹	۰/۴۱۷	عدد پوآسون

انتخاب می‌شود که خواص الاستیک آن نیز نسبت به دما حساس می‌باشند. خواص مواد استفاده شده در میله‌ها در جداول ۱ و ۲ نمایش داده شده است [۶-۸]. لذا در شکل(۲) برای ساختار بلور فونونی طراحی شده، مقدار ۳۵ فرکانس ویژه یک ابر سلول واحد برای بلور فونونی با ایجاد نقص‌های متفاوت در دمای اتاق نمایش داده شده است که بیانگر ساختار باند فرکانسی آن در ناحیه بریلیون کاهش یافته می‌باشند.



شکل ۲: ابر سلول طراحی شده با نقص در میله مرکزی و ساختار باند با تغییر ماده میله مرکزی و تغییر شعاع داخلی استوانه طراحی شده به میزان: (الف) $r_1 = 0.8 \times r$ ؛ (ب) $r_2 = 0.6 \times r$ ؛ (پ) $r_3 = 0.30 \times r$.

همانطور که در شکل(۳) مشخص است، ایجاد نقص منجر به عبور یک مود در شکاف باند اول شده و کاهش شعاع داخلی استوانه در میله مرکزی منجر به تغییر موقعیت فرکانسی مود حاصل از نقص می‌شود. اگر دمای ساختار ابر سلول واحد ۵×۱ طراحی شده را توسط یک میکرو هیتر به ۳۵ درجه سانتی گراد تغییر دهیم، ساختار باندهای به دست آمده در شکل(۲) دچار تغییر می‌شود که نتایج در شکل(۳) نمایش داده شده است.



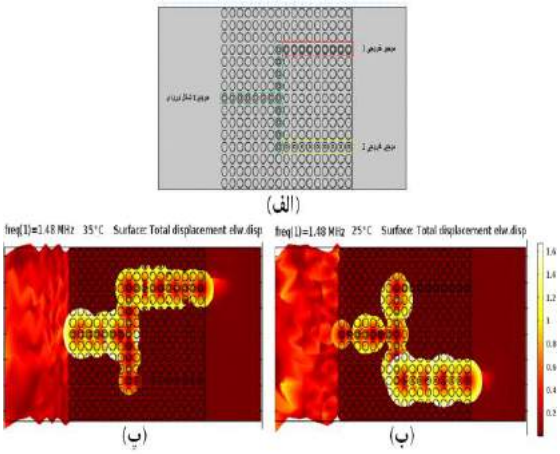
شکل۳ : ابر سلول طراحی شده با نقص در میله مرکزی و تغییر شعاع داخلی استوانه طراحی شده در درمای ۳۵ درجه سانتی گراد.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

با توجه به شکل (۳) با افزایش ۱۰ درجه ای دما، مودهای نقص به سمت فرکانس‌های بالاتر تغییر مکان می‌دهند و به این دلیل خواص ماده استفاده شده در میله میانی به درجه حرارت وابسته می‌باشد. این در شرایطی است که کاهش شعاع داخلی استوانه موقعیت فرکانسی مود نقص را به سمت فرکانس‌های پایین می‌آورد. بنابراین شرایط لازم برای طراحی یک سوئیچ اولتراسونیک مهیا می‌شود.

۳- مکانیزم سوئیچینگ و نتایج شبیه سازی

با توجه به نتایج حاصل از ساختارهای طراحی شده در شکل(۲) و تاثیر اعمال دما بر ساختارهای باند در شکل(۳)، ساختار یک سوئیچ اولتراسونیک متشکل از یک موجبر T شکل و دو موجبر خروجی در شکل ۴ نمایش داده شده است. موجبر T شکل با ساختاری که شعاع درونی استوانه در میله مرکزی $r_2 = 0.6 \times r$ است ساخته شده است و در هر دو دما فرکانس f=1.48MHz را عبور می‌دهد. مقدار شعاع داخلی استوانه برای موجبر خروجی اول برابر $r_1 = 0.8 \times r$ و برای موجبر خروجی دوم برابر $r_3 = 0.3 \times r$ می‌باشد.



شکل ۴: (الف) ساختار سوئیچ طراحی شده بر پایه یک بلور فونونی ۱۷×۱۶؛ انتشار امواج در ساختار در دمای (ب) ۲۵ °C؛ (پ) ۳۵ °C.

با توجه به شکل ۴(الف) یک منبع ارسال امواج در سمت چپ بلور فونونی طراحی شده قرار دارد و در دمای اتاق موج در فرکانس f=1.48MHz را به سمت ساختار ارسال می-کند. لذا همانطور که در شکل ۴ (ب)و(پ) نمایش داده شده است، امواج با عبور از موجبر T شکل از موجبر بالایی خارج می‌شوند و در صفحه سازگار جذب که در انتهای ساختار قرار داده شده، جذب می‌شوند، سپس توسط یک میکروهیتر که در زیر ساختار قرار می‌گیرد، دمای آن ۱۰ درجه افزایش می‌یابد و فرکانس f=1.48MHz به موجبر پایینی کوپل شده و از آن خارج می‌شود. کلیه محاسبات مربوط به انتشار سطوح فشار امواج منطبق با روش المان محدود می‌باشد که توسط نرم افزار کامسول صورت گرفته است. بر اساس این روش دامنه محاسبه شده به تعداد عناصر ساختار بلور فونونی دو بعدی تقسیم می‌شود و سپس مقادیر جابجایی الاستیک بر اساس مقادیر نودال المان‌های طراحی شده در ساختار محاسبه می‌شود. بنابراین یک سوئیچ اولتراسونیک ۲×۱ حرارتی در دمای اتاق طراحی شده است که با توجه به شبیه سازی‌های صورت گرفته نشتی و پاشندگی ندارد.

نتیجه‌گیری

دراین مقاله ساختارهای بلور فونونی دوبعدی جامد/جامد معرفی و از ویژگی های آن‌ها تحت یک ساختار متناوب استفاده شد. لذا با توجه به ویژگی‌های ساختار باند این بلورها و استفاده از موادی در ساخت آن که تاثیر پذیری آن به دما را ممکن می‌ساخت، یک سوئیچ اولتراسونیک ۲×۱ با اعمال حرارت در دمای اتاق طراحی شده که در بلورهای فونونی هیچ نمونه مشابهی ندارد. کلیه محاسبات و شبیه سازی‌ها بر پایه روش المان محدود صورت گرفت.

مراجع

[1] A. Khelif and A. Adibi, *Phononic Crystals*: *Fundamentals and Applications* (Springer, New York, 2015).

[2] S. Mohammadi, A. A. Eftekhar, A.Khelif, W. D. Hunt and A. Adibi, "Evidence of large high frequency complete phononic band gaps in silicon phononic crystal plates," Appl. Phys. Lett., Vol. 92, p. 221905, 2008.

[3] A. Bayat and F. Gordaninejad, "Switching band-gaps of a phononic crystal slab by surface instability," Smart Materials and Structures., Vol. 24, p. 075009, 2015.

[4] B. Rostami-Dogolsara, M. K. Moravvej-Farshi, and F. Nazari, "Designing Switchable Phononic Crystal-Based Acoustic Demultiplexer," IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control., Vol. 63, pp. 1468-1473, 2016.

[5] Y. Yao, F. Wu, X. Zhang and Z. Hou, "Thermal tuning of Lamb wave band structure in a two-dimensional phononic crystal plate," J. Appl. Phys., Vol. 110, p.123503, 2011.

[6] K. L. Jim, C. W. Leung, S. T. Lau, S. H. Choy and H. L. W. Chan, "Thermal tuning of phononic bandstructure in ferroelectric ceramic/epoxy phononic crystal," Appl. Phys. Lett., Vol. 94, p. 193501, 2009.

[7] IA. Veres, T. Berer, and O. Matsuda, "Complex band structures of two dimensional phononic crystals: Analysis by the finite element method," J. Appl. Phys., Vol. 114, p. 083519, 2013.

[8] Z. Bian, W. Peng and J. Song, "Thermal tuning of band structures in a one-dimensional phononic crystal," J. Appl. Mech., Vol. 81, p. 041008, 2014.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

مدولاتور نوری الکتروجذب برپایه گرافن چندلایه

فاطمه سادات طباطبایی، محمدصادق ابریشمیان

دانشگاه صنعتی خواجه نصیرالدین طوسی، دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر، تهران، ایران

tabatabaei@email.kntu.ac.ir msabrish@eetd.kntu.ac.ir

چکیده – در این مقاله ساختاری برای مدولاتور نوری الکتروجذب پیشنهاد می‌شود که در آن عمق مدولاسیون با بکارگیری لایه‌های گرافن اطراف موجبر نوری سیلیکونی، افزایش می‌یابد. تحت تابش فوتون‌هایی با طول موج *1537 nm*، با اعمال ولتاژ به لایه‌های گرافن و تغییر سطح فرمی، عمق مدولاسیون در ساختار با سه و چهار لایه گرافن به ترتیب به *9.2 dB* و *13.13 dB* می‌رسد.

کلید واژه– اپتوالکترونیک، الکتروجذب، چند لایه، گرافن، مدولاتور نوری

Design and Simulation of Graphene-Based Plasmonic Infrared Logic Gates with Hexagonal Boron Nitride Substrate

Rahim Borumandi, Abbas Zarifkar and Mehdi Miri

Shiraz, Shiraz University, School of Electrical and Computer Engineering, department of Communications and Electronics

Abstract- In this paper, design and simulation of AND and OR graphene plasmonic gates with hexagonal boron nitride substrate is presented. In these gates, surface plasmon polaritons are excited by a 40THz incoming wave with TM polarization while the chemical potential of graphene strips is tuned about 0.3ev. Utilizing of thin layers of hexagonal boron nitride instead of silicon dioxide as substrate allows less propagation loss of surface plasmon polaritons. Simulation results show that the extinction ratios for AND and OR gates with silicon dioxide substrate are 28dB and 25dB and the insertion losses are 14dB and 21dB, respectively, while the extinction ratios of the proposed AND and OR gates with hexagonal boron nitride substrate are 34dB and 29dB and the insertion losses are 9.7dB and 4.3dB, respectively. Our numerical results show considerable improvement in extinction ratio and insertion loss of the presented logic gates along with the advantage of smaller dimensions.

Keywords: Graphene, plasmonic, optical logic gates, hexagonal boron nitride

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

ساختار الکترونیکی گرافن اثر الکتروجذب قوی را موجب می‌شود که در سایر مواد مشاهده نشده است. با تغییر سطح فرمی گرافن توسط آلائیدگی شیمیایی یا آلائیدگی الکتریکی، گذرهای نوری در گرافن می‌تواند در یک پهنای باند وسیع تنظیم شود[۱]. مدولاتور الکتروجذب موجبری بر اساس گرافن چند مزیت شاخص دارد از جمله بهره‌گیری از برهم‌کنش قوی نور و گرافن، عملکرد پهن‌باندی و سرعت بالا[۲]. در این مقاله با شبیه‌سازی سه‌بعدی مدولاتورهای الکتروجذب که در آن‌ها از سه و چهار لایه گرافن استفاده شده است، نشان می‌دهیم که عمق مدولاسیون می‌تواند متناسب با تعداد لایه‌ها افزایش یابد.

۲- گرافن و مدل الکترونیکی آن

گرافن آلوتروپ دو بعدی کربن با ساختار شبکه لانه زنبوری است [۳]. گرافن با سطح بسیار نازک با رسانایی سطحی $\sigma(\omega,\mu_c,\Gamma,T)$ مدل می‌شود که ω بسامد زاویه‌ای، μ_c پتانسیل شیمیایی، Γ نرخ پدیده پراکندگی و T دما است. با استفاده از فرمول کوبو، رسانایی گرافن می‌تواند با رابطه انتگرالی ۱ توصیف شود (با فرض تغییرات زمانی به فرم $e^{j\omega t}$) [۴]:

$$\sigma(\omega,\mu_c,\Gamma,T)(\text{inter and intra}) = \frac{je^2(\omega - j2\Gamma)}{\pi\hbar^2}\times \left[\frac{1}{(\omega - j2\Gamma)^2}\int_0^\infty \varepsilon\left(\frac{\partial f_f(\varepsilon)}{\partial\varepsilon} - \frac{\partial f_f(-\varepsilon)}{\partial\varepsilon}\right)d\varepsilon - \int_0^\infty \frac{f_d(-\varepsilon) - f_d(\varepsilon)}{(\omega - j2\Gamma)^2 - 4(\varepsilon/\hbar)^2}d\varepsilon\right] \quad (۱)$$

که در این رابطه $\hbar = h/2\pi$ ثابت پلانک کاهش یافته، $-e$ بار الکترون، و k_B ثابت بولتزمن است. $f_d(\varepsilon)$ توزیع فرمی-دیراک است که با معادله ۲ مشخص می‌شود[۴].

$$f_d(\varepsilon) = (e^{(\varepsilon-\mu_c)/k_BT} + 1)^{-1} \quad (۲)$$

رسانایی گرافن یک جمله غیرخطی نیز دارد[۵]. چون در این مقاله از خاصیت جذب گرافن استفاده می‌کنیم و وارد مباحث غیرخطی نمی‌شویم، جمله غیرخطی را لحاظ نمی‌کنیم. پذیرفتاری[۱] خطی موثر $\chi^{(1)}$ می‌تواند با اعمال میدان الکتریکی در گرافن تغییر کند و در نتیجه منجر به تغییراتی در قسمت حقیقی و موهومی ضریب شکست شود. بر این اساس در صورتی که تغییر در قسمت حقیقی ضریب شکست رخ دهد، مدولاتور الکتروشکست[۲] و اگر قسمت موهومی ضریب شکست تغییر کند مدولاتور الکتروجذب[۳] خواهد بود[۱].

۳- طراحی و شبیه‌سازی مدولاتور

در این مقاله شبیه‌سازی‌ها به صورت سه‌بعدی و بخشی از آن با روش المان محدود[۴] و بخش دیگر با روش مد ویژه تفاضل محدود[۵] انجام شده است. سیستم مورد استفاده در شبیه‌سازی دارای پردازنده Intel(R) Core(TM) i7-4702MQ CPU @ 2.20GHz، رم 6 GB است.

۳-۱- مدولاتور نوری با سه لایه گرافن

اولین طرح با استفاده از سه لایه گرافن است. زیرلایه از جنس SiO_2 با ارتفاع $2\mu m$ است. موجبر نوری سیلیکونی با ابعاد $0.4\times0.34\times40\,\mu m^3$ در مرکز و بر روی زیرلایه قرار دارد. اطراف موجبر با $5nm$ اکسید آلومینیوم Al_2O_3 پوشانده شده است تا حامل‌ها از گرافن به درون موجبر تزریق نشود. الکترودها در فاصله $600nm$ از موجبر قرار داده می‌شوند تا مدهای نوری را تحت تاثیر قرار ندهند[۶]. الکترودها از جنس طلا و سطح مقطع آن‌ها $1.8\times0.11\,\mu m^2$ است. لایه‌های دوم و سوم گرافن توسط $0.013\mu m$ اکسید آلومینیوم از هم جدا شده‌اند. در شکل ۱ نمایی از این ساختار مشاهده می‌شود. رسانایی درون‌نواری و بین‌نواری گرافن به شدت به پتانسیل شیمیایی و بسامد نور تابشی وابسته است. پتانسیل شیمیایی یا انرژی فرمی گرافن توسط غلظت حامل‌ها براساس معادله ۳ مشخص می‌شود (E_F انرژی فرمی)[۷].

$$E_F \approx \mu_c \approx \sqrt{\pi\hbar^2 v_F^2 n_0} \quad (۳)$$

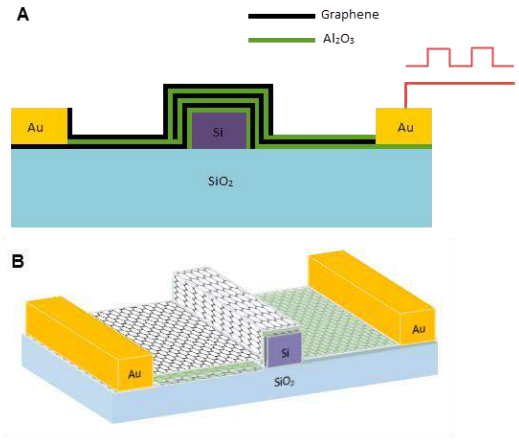
---

[۱] Susceptibility
[۲] Electro-Refractive
[۳] Electro-Absorptive
[۴] Finite Element Method
[۵] Finite Difference Eigenmode

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

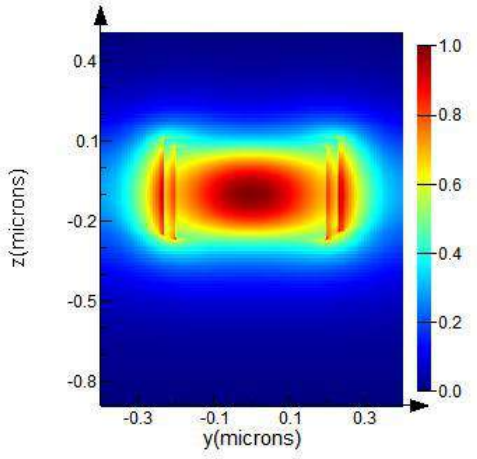
که $\nu_F \approx 9.5\times10^5$ m/s سرعت فرمی و n_0 چگالی حامل-ها است [۷]. غلظت حامل‌ها می‌تواند از طریق آلائیدگی شیمیایی یا آلائیدگی الکتریکی طبق معادله ۴ کنترل شود[۳].

$$n_0 = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_s V_g}{de} \qquad (۴)$$



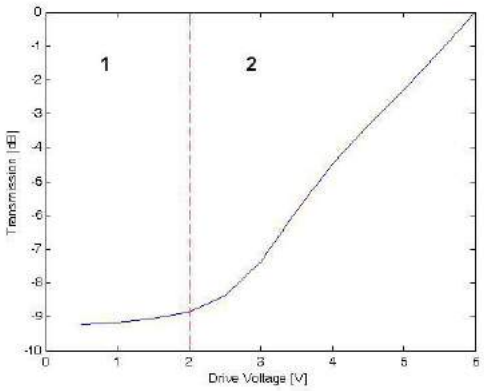
شکل ۱: A نمای سطح مقطع، B نمای سه‌بعدی ساختار مدولاتور برپایه سه لایه گرافن

در رابطه ۴، V_g ولتاژ بایاس، d ضخامت زیرلایه، ε_s ضریب گذردهی[۶] زیرلایه و $\varepsilon 0$ ضریب گذردهی فضای آزاد است[۳]. بنابراین با اعمال ولتاژ به گرافن، چگالی حامل‌ها، پتانسیل شیمیایی(انرژی فرمی) و رسانایی آن و در نتیجه میزان عبور یا جذب نور تغییر می‌کند. ولتاژ DC در بازه 0.5~6 ولت به الکترود سمت راست اعمال می‌شود. برای محاسبه عمق مدولاسیون فوتون‌هایی با طول موج 1537 nm به ساختار تابیده شد. شکل ۲ توزیع میدان الکتریکی در موجبر و اطراف آن‌را نشان می‌دهد. شکل ۳ پاسخ استاتیکی نوری مدولاتور طراحی شده را نشان می‌دهد. طبق اصل طرد پاولی فوتون‌های با انرژی کمتر از $2E_F$ (که E_F انرژی فرمی گرافن است) جذب نمی‌شوند[۸]. در ناحیه ۱ انرژی فرمی لایه‌ها نزدیک نقطه دیراک است و فوتون‌های تابشی جذب می‌شوند و مدولاتور در حالت خاموش است. هنگامی که ولتاژ افزایش می‌یابد و در ناحیه ۲ است، لایه‌های گرافن آلائیده شده و تشکیل یک خازن می‌دهند. در این بازه تمامی سطوح انرژی اشغال و لایه‌ها به حالت شفاف تبدیل می‌شوند و درنتیجه فوتون‌های تابشی جذب نمی‌شوند. در این بازه مدولاتور در حالت روشن قرار دارد. طبق تعریف، عمق مدولاسیون برابر با قدرمطلق اختلاف بیشترین و کمترین میزان عبور نور (بر حسب dB) از مدولاتور در بازه ولتاژ اعمالی است[۲].



شکل ۲: توزیع میدان الکتریکی در موجبر و اطراف آن

بیشترین و کمترین عبور نور در ولتاژهای 6v و 0.5v است که به‌ترتیب برابر با 0dB و -9.2dB است. بنابراین طبق تعریف، عمق مدولاسیون ساختار 9.2dB است.



شکل ۳: پاسخ استاتیکی نوری مدولاتور با سه لایه گرافن

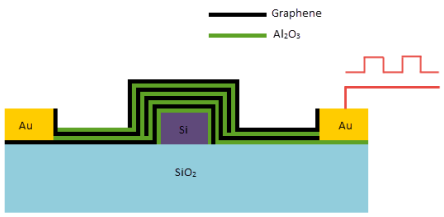
با اعمال ولتاژ منفی به ساختار، پاسخ تقریبا مشابهی بدست خواهد آمد زیرا تغییر علامت ولتاژ، تنها نقش لایه‌های گرافن را به عنوان آند و کاتد تغییر خواهد داد و تاثیری در پاسخ به نور تابشی نخواهد داشت[۶].

[۶] Permittivity

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

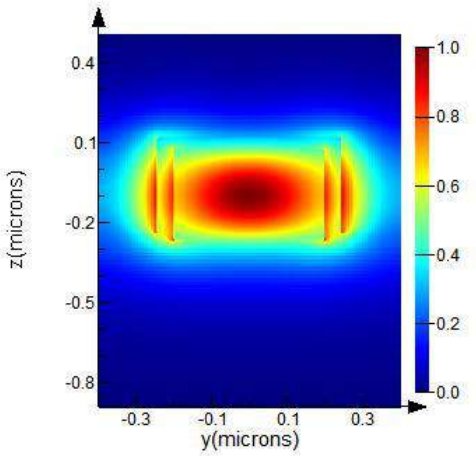
۳-۲- مدولاتور نوری با چهار لایه گرافن

دومین طرح، با اضافه کردن یک لایه دیگر گرافن به ساختار قبل بدست می‌آید. در شکل ۴ نمایی از این ساختار نشان داده شده است.



شکل ۴: نمای سطح مقطع ساختار مدولاتور برپایه چهار لایه گرافن

شکل ۵ توزیع میدان الکتریکی در موجبر و اطراف آن‌را نشان می‌دهد. شکل ۶ پاسخ استاتیکی نوری مدولاتور با چهار لایه گرافن را نشان می‌دهد.

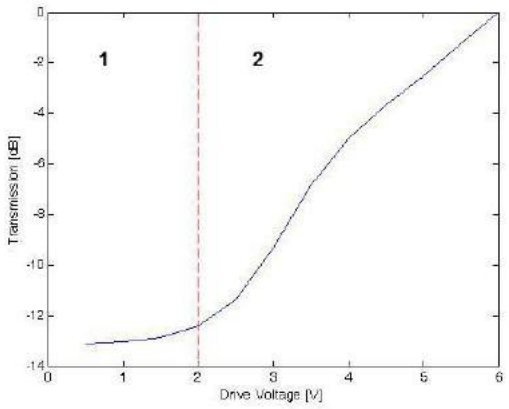


شکل ۵: توزیع میدان الکتریکی در موجبر و اطراف آن

همان‌طور که در شکل ۶ مشخص است، بیشترین و کمترین میزان عبور نور 0dB و 13.13dB- است که به ترتیب در ولتاژهای 6v و 0.5v است. در نتیجه عمق مدولاسیون ساختار به 13.13 dB می‌رسد. مانند ساختار قبل در ناحیه ۱ انرژی فرمی لایه‌ها نزدیک نقطه دیراک است و فوتون‌های تابشی جذب می‌شوند و مدولاتور را در حالت خاموش قرار می‌دهند. در ناحیه ۲ لایه‌های گرافن شفاف هستند و فوتون‌های تابشی جذب نمی‌شوند و مدولاتور روشن است.

۴- نتیجه‌گیری

در حالتی که سه و چهار لایه گرافن استفاده شود، به‌دلیل افزایش جذب نور توسط لایه‌های بیشتر، عمق مدولاسیون



شکل ۶: پاسخ استاتیکی نوری مدولاتور با چهار لایه گرافن

به ترتیب تقریبا سه و چهار برابر ساختاری است که در آن از یک لایه گرافن استفاده شده است (جدول ۱). این امر منجر به بهبود پاسخ در بخش آشکارسازی می‌شود.

جدول ۱: مقایسه عمق مدولاسیون بر اساس تعداد لایه‌های گرافن

تعداد لایه‌های گرافن	عمق مدولاسیون (dB)	مرجع
یک لایه	3.4	[۲]
دو لایه	6.5	[۸]
سه لایه	9.2	این مقاله
چهار لایه	13.13	این مقاله

مراجع

[1] Q. Bao and K. P. Loh, "Graphene photonics, plasmonics, and broadband optoelectronic devices," *ACS nano*, vol. 6, no. 5, pp. 3677-3694, 2012.

[2] M. Liu *et al.*, "A graphene-based broadband optical modulator," *Nature*, vol. 474, no. 7349, pp. 64-67, 2011.

[3] K. S. Novoselov *et al.*, "Electric field effect in atomically thin carbon films," *science*, vol. 306, no. 5696, pp. 666-669, 2004.

[4] G. W. Hanson, "Dyadic Green's functions and guided surface waves for a surface conductivity model of graphene," *Journal of Applied Physics*, vol. 103, no. 6, p. 064302, 2008.

[5] A. Gorbach, "Nonlinear graphene plasmonics: amplitude equation for surface plasmons," *Physical Review A*, vol. 87, no. 1, p. 013830, 2013.

[6] M. Liu, X. Yin, and X. Zhang, "Double-layer graphene optical modulator," *Nano letters*, vol. 12, no. 3, pp. 1482-1485, 2012.

[7] X. Luo, T. Qiu, W. Lu, and Z. Ni, "Plasmons in graphene: recent progress and applications," *Materials Science and Engineering: R: Reports*, vol. 74, no. 11, pp. 351-376, 2013.

[8] A. Grigorenko, M. Polini, and K. Novoselov, "Graphene plasmonics," *Nature photonics*, vol. 6, no. 11, pp. 749-758, 2012.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

بررسی تغییرات الگوی ماره و محاسبه ضریب شکست غیرخطی محلول آزو دای

شمیم پیروزفر، سمیه سلمانی*

آزمایشگاه فوتونیک، دانشکده فیزیک، دانشگاه خوارزمی، تهران، ایران

چکیده –در این مقاله،تغییرات الگوی ماره با قرار دادن نمونه غیرخطی*Disperse Orange 25* مورد مطالعه قرار گرفت.با تحلیل دقیق تابع توزیع شدت فریزهای ماره ، چرخش الگوی ماره به اندازه ۰،۰۰۱۷ رادیان نسبت به حالت خطی توسط نرم افزار متلب تحلیل گردید.همچنین با این روش ضریب شکست غیرخطی نمونه را برای غلظت یک میلی مولار از مرتبه $10^{-11}\frac{cm^2}{W}$ بدست آوردیم.

کلید واژه-انحراف سنج ماره،توری پراش عبوری،ضریب شکست غیرخطی، محلول Disperse Orange 25

Analyzing moiré pattern for calculating nonlinear refractive index in an Azo dye

Shamim Pirouzfar, Somayeh Salmani*

Photonics lab, Department of Physics, Kharazmi University, Tehran, Iran

Abstract- In this paper, the change of moiré pattern by a nonlinear sample (Disperse Orange 25) has been studied. By analyzing the intensity distribution graph of moiré pattern, in MATLAB software, a microscopic rotation of 0.0017radian was measured respect to linear regime. Furthermore we have calculated the nonlinear refractive index of $10^{-11}\frac{\mathrm{cm}^2}{\mathrm{W}}$order for 1mM concentration of sample by this method.

Keywords: Moiré deflectometer, diffraction gratings, Disperse Orange 25, nonlinear refractive index

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

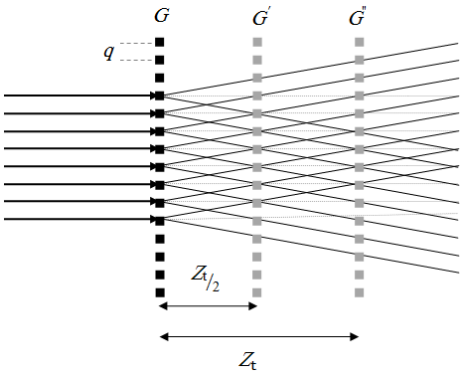
۱- مقدمه

در میان مواد با خاصیت اپتیک غیرخطی، ترکیب های آلی بخاطر امکان پیوستن به مولکول های آلی دیگر، تهیه آسان، انعطاف پذیری مکانیکی و قیمت پایین توجه زیادی را به خود جلب کرده اند[۱]. همچنین مواد آلی کاربرد های فوتونیکی زیادی در سوئیچ های اپتیکی و مدولاتور های اپتیکی دارند[۳-۲]. اخیراً آزو دای ها که به عنوان مواد رنگ افزا دسته بندی شده اند،به دلیل رفتار (opto-optical) خود بسیار شناخته شده اند، همچنین به دلیل ترکیب ساده، ضریب برانگیختگی مولی بالا و ثبات رطوبت کاربردهای زیادی دارد[٤]. در مواد آزو دای بخاطر ایزومر های سیس-ترانس در مولکول های دای، خواص اپتیکی غیرخطی زیادی بوجود می آید که ممکن است بصورت تغییرات ضریب شکست مشاهده شود. همپارش ساختار مولکول های آزو دای را تغییر می دهد بطوری که خواص ماکروسکوپی خطی و غیر خطی آن به راحتی تغییر می کند[۵]. DO25، یک آزو دای با ساختار شیمیایی پایدار و گشتاور دو قطبی زیاد است، بنابراین پاسخ غیرخطی بارزی در این ماده دیده می شود[۶].در این مقاله با استفاده از تکنیک انحراف سنجی ماره مقدار ضریب شکست غیرخطی ماده DO25 محلول در دی کلرومتان را بدست آوردیم.

تئوری

هرگاه یک توری توسط تابش عمودی یک دسته پرتو لیزر روشن شود، توزیع شدت هایی با ساختار مشابه با توری اولیه در صفحاتی موازی با آن در فواصل ثابت و معینی تشکیل می شوند که به آن ها خود-تصویر می گویند.این اثر پدیده تالبوت نام دارد و با نظریه پراش فرنل قابل توجیح است[۷]. طبق شکل(۱) به Z_t فاصله تالبوت می گویند.در این مقاله ما با قرار دادن یک توری فیزیکی مشابه با توری اولیه در یکی از صفحات تالبوت شاهد ایجاد فریز های ماره بوده ایم.برای بدست آوردن فاصله ی صفحات تالبوت ابتدا از رابطه ی پراش از توری برای تابش های عمودی($\vartheta_i=0$) استفاده می کنیم:

$$q \sin\theta_m = m\lambda \quad (۱)$$



شکل ۱: پراش باریکه عمود برتوری با گام q و همپوشانی مرتبه های اول برای G',G'' تشکیل خود-تصویرهای

که در آن qگام توری و ϑ_m زاویه پراش مرتبه m است.برای $q > \lambda$زاویه پراش کوچک خواهد بود.

$$\theta_{m=1} = \lambda/q \quad (۲)$$

مقدار جابجایی عرضی جایی که مرتب های مختلف پراش باهم همپوشانی می کنند(در فاصله z از توری) از امتداد مستقیم پرتو لیزر برابر است با :

$$\Delta = Z_t \tan(\theta) \approx Z_t \lambda/q \quad (۳)$$

هرگاه این مقدار جابجایی مضرب صحیحی (n) از گام توری باشد،توری نوری(خود تصویر) مشابه با توری اولیه ایجاد می شود،بنابراین فاصله تالبوت از رابطه زیر بدست می آید[۸]:

$$Z_t = n q^2/\lambda \quad (۴)$$

محاسبه ضریب شکست نمونه

پرتو لیزر تابیده شده به نمونه به دلیل تغییرات ضریب شکست نمونه ناشی از وابستگی ضریب شکست آن به شدت تابش، دچار انحراف شده که منجر به تغییرات خودتصویر توری می شود، در نتیجه چرخشی ناچیز را در نوار های ماره ایجاد می کند[۹].وابستگی ضریب شکست به شدت پرتو لیزر را می توان در رابطه ی زیر دید:

$$n(r, z) = n_0 + n_2 I(r, z) = n_0 + \Delta n(r, z) \quad (۵)$$

که n_0 ضریب شکست خطی و $I(r, z)$ شدت پرتو لیزر درون نمونه و$\Delta n(r, z)$ تغییرات ضریب شکست القا شده توسط نور است.شدت تابش با فرض گاوسی بودن پرتو منتشر شده

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

در راستای z بصورت زیر می باشد:

$$I(r,z) = I_0 \frac{\omega_0^2}{\omega^2(z)}\left[1 - \frac{2r^2}{\omega^2(z)}\right] \quad (۶)$$

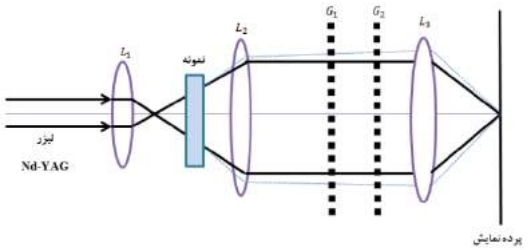
که $I_0 = 2p_{in}/\pi\omega_0^2$ و $\omega(z)$ پهنای باریکه لیزر و ω_0 کمره ی باریکه وr فاصله شعاعی از محور اپتیکی می باشد. تغییرات ضریب شکست یک پرتو گاوسی را می توان بصورت زیر نوشت:

$$\Delta n(r,z) = n_2 I_0 \frac{\omega_0^2}{\omega^2(z)} - \frac{2n_2 I_0 \omega_0^2}{\omega^4(z)} r^2 \quad (۷)$$

با تقریب نمونه غیرخطی با ضخامت نازک (d) به یک عدسی کروی نازک با یک طول کانونی موثر f_{eff}، وابستگی طول کانونی موثر القا شده به توان لیزر فرودی و شدت پرتو در نمونه با رابطه زیر بیان می شود:

$$f_{eff} = \frac{\pi\omega^4(z)}{8dn_2p_{in}} = f_{eff}(0)\left[1 + \frac{z^2}{z_0^2}\right]^2 \quad (۸)$$

که $f_{eff}(0)$ طول کانونی موثر القا شده در کانون می باشد و p_{in} توان ورودی به نمونه می باشد[۱۰].



شکل ۲ : طرحواره ای اپتیکی برای اندازه گیری ضریب شکست غیرخطی با استفاده از تکنیک ماره

زاویه انحراف پرتو لیزر پس از برخورد به نمونه غیرخطی را می توان با استفاده از ماتریس تبدیل T_{ij} نوشت بطوریکه پارامتر های پرتو ورودی $r_0=\omega_{01}, \varphi_0=0$ و پارامتر های پرتوی خروجی بعد از عدسی دوم L_2 (در شکل۲) چنین است:

$$r = T_{11}\omega_{01} \quad , \quad \phi = T_{21}\omega_{01} \quad (۹)$$

ماتریس تبدیل برای فضای آزاد و عدسی ها به شکل زیر است:

$$\begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \frac{-1}{f_2} & 1 \end{bmatrix}\begin{bmatrix} 1 & f_2 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \frac{-1}{f_{eff}(z)} & 1 \end{bmatrix}$$

$$\begin{bmatrix} 1 & f_1 + z \\ 0 & 1 \end{bmatrix}\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \frac{-1}{f_1} & 1 \end{bmatrix} \quad (۱۰)$$

با استفاده از روابط بالا زاویه ی انحراف پرتو لیزر بصورت زیر بدست می آید:

$$\varphi(z) = \frac{z^2}{f_2[f_2 z - f_2 f_{eff}(z) - z^2]}\, r \quad (۱۱)$$

انحراف پرتو توسط نمونه باعث تغییر نوار های ماره می شود که این تغییرات با رابطه زیر بیان می شود:

$$\Delta\xi = \frac{z_t}{\theta}\phi(z) \quad (۱۲)$$

که θ زاویه ی بین خطوط دو توری است.چرخش نوار های ماره حول کانون خواهد بود، زاویه چرخش نوار ها$\alpha(z)$ از رابطه ی زیر بدست می آید:

$$\tan\alpha(z) = \frac{z_t}{\theta f_2}\frac{z^2}{f_2 - f_2 f_{eff}(z) - z^2} \quad (۱۳)$$

اگر نمونه را در طول پراش قرار دهیم کمترین زاویه چرخشی(α_{min}) که می توان اندازه گرفت نشان دهنده ی میزان حساسیت این روش می باشد.

$$\alpha_{min} = \frac{z_t}{\theta f_2}\frac{z_0^2}{f_2 f_{eff,max}} \quad (۱۴)$$

که$f_{eff,max}$ طولانی ترین فاصله کانونی القا شده موثر مرتبط با پایین ترین ضریب شکست غیرخطی آشکار شده است.با جایگذاری معادله (۸) در معادله (۱۴) کمترین مقدار ضریب شکست بصورت زیر بدست می آید:

$$n_{min} = \frac{\theta f_2^2}{2z_t}\frac{\pi\omega_0^4}{2dp_{in}z_0^2}\alpha_{min} \quad (۱۵)$$

که در آن z_0 مکان باریکه ی لیزر با پهنای $\sqrt{2}\omega_0$ است.

۴-کارهای تجربی

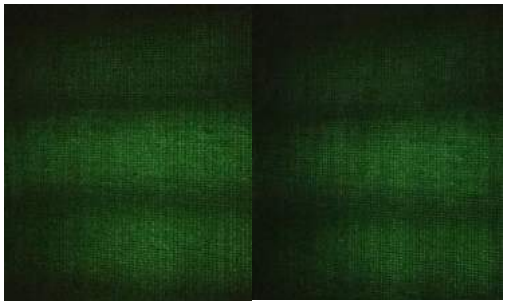
در این مقاله از DO25 که یک ماده آلی از خانواده آزو دای ها می باشد استفاده کردیم.غلظت محلول نمونه ۱ میلی مولار می باشد و آن را در سلولی به ضخامت یک میلی متر ریختیم و همانند شکل(۲)بین دو عدسی همگرا با فاصله های کانونیf_1, f_2 به ترتیب۰,۵ و ۲۰ سانتی متر قرار دادیم که از این دو عدسی برای افزایش پهنای باریکه لیزر Nd:YAG با طول موج ۵۳۲ نانومتر استفاده کردیم. گام

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

های دو توری G_2, G_1 یکسان و برابر۱/۱۰۰ اینچ می باشد.فاصله ی دو توری را به ازای n=۲(دومین خود تصویر) با رابطه (۴) مقدار ۲۴,۲ سانتی متر بدست آوردیم.دوتوری نسبت به هم $\theta = 3^0$ چرخش دارند.

۵-تحلیل داده ها

از طرح ماره تشکیل شده در دو حالت بدون نمونه و با نمونه DO25 عکس برداری کردیم(شکل۳).نمودار های شکل (۴) با استفاده از آنالیز میزان توزیع شدت در تصاویر شکل(۳) در متلب ترسیم شده اند.



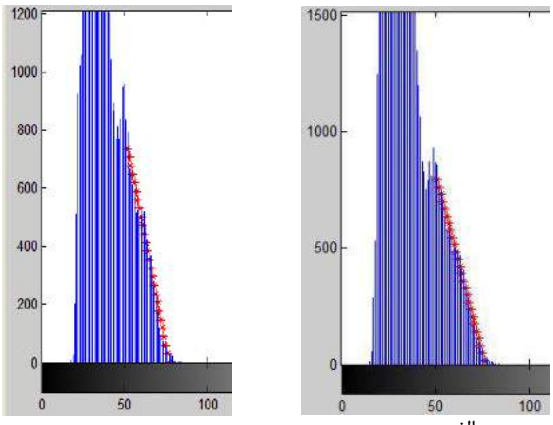
الف ب

شکل ۳ : طرح فریز های ماره عکس برداری شده در حالات (الف) بدون نمونه و (ب) با نمونه

با مقایسه شیب های نمودارها در دوحالت بدون نمونه و با نمونه متوجه تغییرات و چرخش فریز های ماره شدیم.برای مقایسه بهتر تغییرات شیب این دو خط، آن ها را در یک صفحه رسم نمودیم و اختلاف زاویه آن ها را با alpha نشان دادیم(شکل۵).

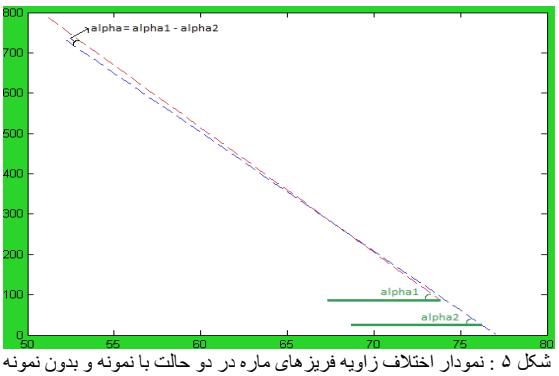
۶- نتیجه‌گیری

در این مقاله با استفاده از روش انحراف سنجی ماره و تحلیل فریز های ماره توسط نرم افزار متلب در دو حالت با نمونه و بدون نمونه متوجه چرخش فریز های ماره به اندازه ی ۰,۰۰۱۷ رادیان شدیم. همچنین با این روش، مقدار ضریب شکست غیرخطی آزو دای DO25 ناشی از همپارش سیس-ترانس را مقدار $8.085 \times 10^{-11}\ cm^2/w$ محاسبه کردیم که از همان مرتبه مقداری به دست آمده به روش های دیگر می باشد[۱۱].



ب الف

شکل ۴: نمودار های شدت یک فریز مشخص از الگوی ماره و خطوط مماس بر سمت راست آن در حالات (الف) بدون نمونه و (ب) با نمونه



شکل ۵ : نمودار اختلاف زاویه فریز های ماره در دو حالت با نمونه و بدون نمونه

مراجع

[1] Pier Luigi Beltrame, Ernestina DubiniPaglia, AntonellaCastelli, Gian Franco Tantardini, Alberto Seves, Bruno Marcandalli, Thermal cis-trans iso-merization of azo dyes in poly(methyl methacrylate) matrix: a kineticstudy, J.Appl. Pol.Sci.49,2235-2239,1993.

[2] Lu Wen-Qiang, Chen Gui-Ying, Hao Zhao-Feng, Xu Jing-Jun, TianJian-Guo, Zhang Chun-Ping, Enhancement of modulation depth of an all-optical switch using an azo dye-ethyl red film, Chin.Phys. B 19 (8) ,084208,2010.

[3] R.W. Boyd, Nonlinear Optics, Academic Press, New York, 2007.

[4] S. Salmani, E. Safari, M.H. MajlesAra, M.S. Zakerhamidi, Optical bistability of azo dye-doped PMMA polymer, Opt. Mater. 35 ,1619-1622,2013.

[5] FatiKarcı, FikretKarcı, The synthesis and solvatochromic properties of somenovel heterocyclic disazo dyes derived frombarbituric acid, Dyes Pigments 77 ,451-456,2008.

[6] A. JawadAlmosawe, H.L. Saadon,Nonlinear optical limiting properties of new structures of organic nonlinear optical materialsfor photonics applications.Chin. Opt. Lett. 11 (4) 041902,2013.

[7] Talbot, H. LXXVI. Facts relating to optical science. No. IV. Philos. Mag. 9, 401-407, 1836.

[۸] سمیه سلمانی، بررسی خواص غیرخطی نانو ذرات رسانا و نیم رسانا، دانشگاه شهید مدنی، تبریز، ۱۳۸۵

[9]Keren, E. and O. Kafri, Diffraction effects in moiré deflectometry. J. Opt. Soc.Am.A2,111-120,1985.

[10] K. Jamshidi-Ghaleh, N. Masour, Erratum to" Nonlinear refraction measurements of materials using moiré deflectometr".Commun.234, 419, 2004.

[11] S. Salmani, M. H. Majlesara, The optical length effect, diffraction pattern and thermal lensing of Disperse Orange 25, Optics & Laser Technology 82 34–37, 2016.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

تحلیل اثر قفل تزریقی در لیزرهای آبشاری دو طول موجی مادون قرمز میانی

سمیه کاویان[۱]، محمد محسن شیخی[۲]، حامد باغبان[۱]

[۱]دانشکده مهندسی فناوریهای نوین، دانشگاه تبریز، تبریز، ایران
[۲]دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر، دانشگاه تبریز، تبریز، ایران

چکیده - در این مقاله تحلیل و مدلسازی اثر قفل تزریقی در لیزرهای آبشاری کوانتومی دو طول موجی در محدوده مادون قرمز میانی ارائه شده است. بر اساس تحلیل تئوری معادلات نرخ، دینامیک لیزرهای آبشاری کوانتومی دو طول موجی مادون قرمز میانی در اثر تزریق نور توصیف شده است. نتایج نشان می دهد پهنای باند مربوط به تابش با طول موج λ_1 در حالتی که تزریق نداریم ۲/۳۴ گیگا هرتز است و در نسبت تزریق های ۱۰- و ۰ و ۱۰دسی بل، افزایش یافته و به ترتیب ۶/۳۳ ، ۱۵/۰۴و ۲۸/۶۳ گیگاهرتز می شود. با افزایش فاکتور افزایش پهنای خط پهنای باند کاهش و پیک افزایش می‌یابد. با افزایش نسبت تزریق توان خروجی مربوط به آن تابش افزایش می یابد. همچنین جریان آستانه مربوط به تابش با طول موج λ_1 ، با افزایش نسبت تزریق به تابش با طول موج λ_2 تا ۱۰ دسی بل تا ۱/۸ برابر افزایش می یابد.

کلید واژه- پهنای باند تلفیق، قفل تزریقی، لیزر آبشاری

Analysis the Effect of Injection Locking on Dual-wavelength Mid-Infrared Quantum Cascade Lasers

Somaye Kavian1, Mohammad Mohsen Sheikhi2, Hamed Baghban1
[1]School of Engineering- Emerging Technologies, University of Tabriz, Tabriz, Iran
[2]Department of Electrical and Computer Engineering, University of Tabriz, Tabriz, Iran

Abstract- The analysis and modeling of injection locking effect on dual-wavelength mid-infrared quantum cascade lasers has been presented in this article. Based on analytical solution of the rate equations, the dynamics of optically injection-locked dual-wavelength quantum cascade lasers is described. It is found that strong injection level of λ_1 enhances the modulation bandwidths compared to the free-running case (2.34 GHz), which are 6.33 GHz, 15.04 GHz, and 28.63 GHz for injection ratios of -10 dB, 0 dB, and 10 dB, respectively. A large LEF reduces the bandwidth and increase the peak magnitude. Calculations demonstrate that the output power can be enhanced with a high injection ratio. Also, the threshold current of λ_1 enhances about 1.8 times with a high injection ratio of λ_2.

Keywords: Injection locking, Quantum cascade laser, Modulation bandwidth

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

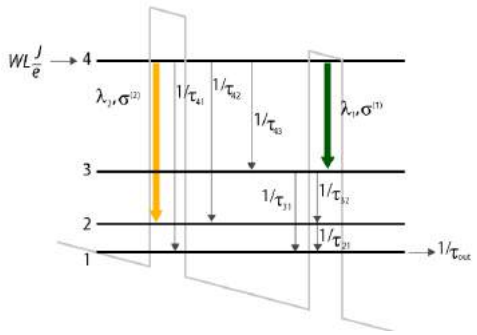
۱- مقدمه

لیزرهای آبشاری کوانتومی یکی از مهم ترین منابع نوری بویژه در طول موج های مادون قرمز میانی و دور هستند. در این لیزرها، فوتون ها از طریق گذار بین زیرنوارهای موجود در نوار هدایت گسیل می‌شوند. تولید همزمان چند طول موج در لیزرهای آبشاری کوانتومی توجه زیادی را در سال های اخیر به خود جلب کرده است. ایده طراحی این لیزر ها بر اساس همان لیزرهای آبشاری تک طول موج است با این تفاوت که ناحیه های فعال بر اساس طول موج های مورد انتظار طراحی و به صورت ردیفی یا پشته ای در کنار هم رشد داده می‌شوند. این ادوات فوتونی برای بسیاری از برنامه های نظامی و غیر نظامی از جمله ارتباطات نوری امن، رادار لیزری، سنجش مواد شیمیایی از راه دور، کنترل آلودگی، تصویربرداری دو طول موج و مراقبت‌های پزشکی کاربرد دارند. تاکنون طرح های عملی مختلفی برای لیزرهای آبشاری کوانتومی چند طول موجی توسط محققین ارائه شده است. در میان طرح های قابل توجه به مواردی مثل دو گذار متوالی نوری، لیزر آبشاری چندین طول موجی ابر شبکه‌ای و لیزر آبشاری با دو ناحیه پشته‌ای می‌توان اشاره کرد. چالش اصلی داشتن گستره پهنی از طول موج‌ها و راهکاری است که توسط آن بتوان یکی از طول موج‌ها را انتخاب و تنظیم کرد. از آن‌جاکه نوسانات واهلشی عامل پایداری پویا در حالت نوسان آزاد است، یک عامل آشفتگی خارجی کوچک مثل تلفیق، تزریق نوری یا خود تزریقی می‌تواند شدت تپ را تغییر دهد. تزریق نوری می‌تواند برای افزایش پهنای باند، تثبیت فرکانس، کاهش پرش مد و نویز شدت نسبی به کار رود [۳-۱]. در تکنیک قفل تزریق نوری، نور از یک لیزر با نوسان تک مد (لیزر پایه) به ناحیه فعال لیزر دیگر (پیرو) تابانده می‌شود. سپس دو لیزر در فرکانس نوری مشابه تحت شرایط مناسب فرکانس تنظیم و سطح تزریق منطبق می‌شوند.

در سال‌های اخیر مطالعات متعددی روی افزایش توان خروجی و پهنای باند لیزرهای آبشاری صورت گرفته است. قفل تزریقی نوری در لیزرهای آبشاری باعث افزایش پهنای باند و توان خروجی لیزر می‌شود، اما تاکنون هیچ مطالعه ای در زمینه لیزرهای آبشاری کوانتومی چند طول موجی و امکان مدیریت توان خروجی و پهنای باند آن‌ها صورت نیافته است. در این مقاله برای اولین بار اثر قفل تزریقی در لیزرهای آبشاری کوانتومی دو طول موجی بررسی می‌شود.

۲- تئوری و روش مدل‌سازی

هدف این مقاله ارائه تجزیه تحلیل نظری برای توصیف دینامیک لیزرهای آبشاری کوانتومی دو طول موجی مادون قرمز میانی در اثر تزریق نور است. در این راستا رویکردی ساده و شهودی بر پایه معادلات نرخ در دمای اتاق پیشنهاد شده است. تمرکز بر روی نوع خاصی از لیزرهای آبشاری کوانتومی دو طول موجی است که به طور همزمان دو طول موج متفاوت تابش می‌کنند و تراز بالایی مشترک است، که برای رسیدن به بهره در رقابت اند. شکل ۱ ترازهای انرژی یک دوره تناوب از ناحیه فعال در این افزاره را نشان می‌دهد. در هر تناوب قسمت اول برای تولید طول موج λ_1=10.5 میکرومتر و بر مبنای گذار دو فونونی طراحی شده و قسمت دوم برای تولید طول موج λ_2=8.9 میکرومتر و بر مبنای تراز مقید به پیوستار طراحی شده است. ماده چاه/ سد به ترتیب AlGaAs/GaAs می باشد [۴]. تراز بالا و پایین برای طول موج λ_1 ترازهای چهار و سه، برای طول موج λ_2 ترازهای چهار و دو خواهند بود.



شکل ۱ یک دوره تناوب از ناحیه فعال لیزر آبشاری کوانتومی دو طول موجی

با چشم پوشی از اثرات غیر خطی نور و عدم کوپل شدگی دو مد بر هم معادلات نرخ لیزرهای آبشاری کوانتومی دو طول موجی مد قفل شده تزریقی به صورت زیر خواهد بود:

$$\frac{dN_4}{dt} = \mathrm{WL}\frac{J}{e} - \frac{N_4}{\tau_4} - \Gamma^{(1)}\frac{c\sigma^{(1)}}{V}(N_4 - N_3)S^{(1)} - \Gamma^{(2)}\frac{c\sigma^{(2)}}{V}(N_4 - N_2)S^{(2)} \quad (1)$$

$$\frac{dN_3}{dt} = \frac{N_4}{\tau_{43}} - \frac{N_3}{\tau_3} + \Gamma^{(1)}\frac{c\sigma^{(1)}}{V}(N_4 - N_3)S^{(1)}$$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

$$\frac{dN_1}{dt} = \frac{N_4}{\tau_{41}} + \frac{N_3}{\tau_{31}} + \frac{N_2}{\tau_{21}} - \frac{N_1}{\tau_{out}}$$

$$\frac{dN_2}{dt} = \frac{N_4}{\tau_{42}} + \frac{N_3}{\tau_{32}} - \frac{N_2}{\tau_{21}} + \Gamma^{(2)} \frac{c'\sigma^{(2)}}{V}(N_4 - N_2)S^{(2)}$$

$$\frac{dS^{(i)}}{dt} = N_P\Gamma^{(1)} \frac{c'\sigma^{(i)}}{V}\Delta N^{(i)}S^{(i)} - \frac{S^{(i)}}{\tau_p^{(i)}} + N_P\beta^{(i)}\frac{N_4}{\tau_{sp}^{(i)}}$$

$$+2k_c\sqrt{S_{inj}^{(i)}S^{(i)}}\cos\Delta\Phi^{(i)}$$

$$\frac{d\Delta\Phi^{(i)}}{dt} = \frac{\alpha_H^{(i)}}{2}\left(N_p\Gamma^{(1)}\frac{c'\sigma^{(i)}}{V}\Delta N^{(i)} - \frac{1}{\tau_p^{(i)}}\right)$$

$$-\Delta\omega_{inj}^{(i)} - k_c\sqrt{\frac{S_{inj}^{(i)}}{S^{(i)}}}\sin\Delta\Phi^{(i)}$$

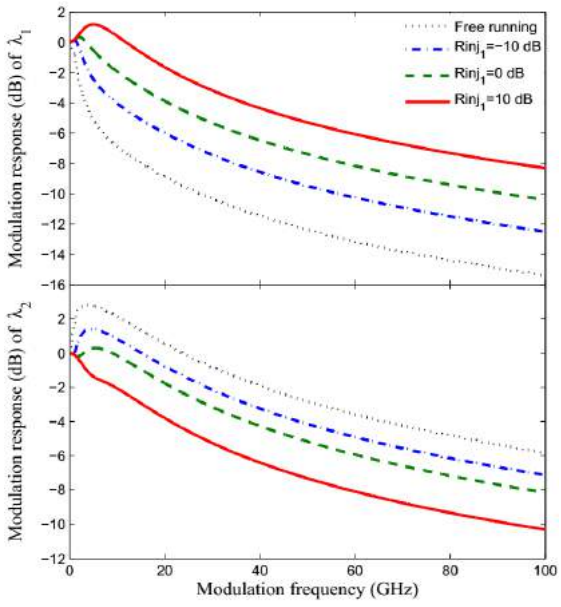
در معادلات بالا J (I/WL) چگالی الکترون هایی ست که به تراز بالایی پمپ می‌شود و e اندازه بار الکترون است.W و L ابعاد کاواک را نشان می‌دهند، WLJ/e بیانگر تعداد الکترون‌های تزریقی به نیمه هادی در واحد زمان است (دیمانسیون این جمله با سایر جملات معادلات نرخ یکسان است). Lp طول هر تناوب ، Np تعداد تناوب است. حجم کل ناحیه فعال با رابطه Np.W.L.Lp نشان داده می‌شود. $\Gamma^{(i)}$ فاکتور محدودیت برای λi (i =1,2) است. سرعت متوسط گروه نور با c' نشان داده می‌شود و از رابطه $c' = c.n_{eff}$ بدست می‌آید. c سرعت نور در خلا و n_{eff} ضریب شکست موثر است. K_c نرخ الحاق لیزر پایه به لیزر پیرو می باشد. α_H فاکتور افزایش پهنای خط است. $\Delta\omega_{inj}$ فرکانس تنظیم است که اختلاف بین لیزر پیرو و اصلی است. در این سیستم از تاثیر ضریب شکست موثر دو مد روی هم صرف نظر شده است. پارامتر $\beta^{(i)}$ ثابت انتشار خود به خودی فوتون های ساطع شده در کاواک است.$\sigma^{(i)}$ ثابت انتشار تحریک شده برای گذارهای با طول موج‌های λi است. دینامیک این سیستم عمدتا توسط شش زمان غیر تابشی $\tau_{43}, \tau_{42}, \tau_{41}$, $\tau_{32}, \tau_{31}, \tau_{21}$ که مربوط به تابش فونون طولی نوری‌اند و همچنین دو زمان $\tau_{sp}^{(i)}$ که مربوط به گسیل‌های خود به خودی دو گذار است، مشخص می‌شود. الکترون ها نیز با نرخ $1/\tau_{out}$ از هر تناوب به تناوب بعدی می‌روند که τ_{out} زمان فرار الکترون نامیده می‌شود. برای هر دو تابش یک طول عمر محدود برای فوتون $\tau_p^{(i)}$ در نظر می گیریم. برای ساده‌تر نوشته شدن روابط از دو طول عمر τ_4 و τ_3 برای ترازهای ۴و۳ استفاده می‌کنیم. نحوه محاسبه و مقدار این پارامتر ها در منبع [۵] آمده است. پس از آنالیز سیگنال کوچک معادلات نرخ و نوشتن معادلات در حوزه فرکانس ماتریسی به شکل زیر خواهیم داشت:

$$\begin{pmatrix} \gamma_{11}+j\omega & \cdots & -\gamma_{18} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ -\gamma_{81} & \cdots & \gamma_{88}+j\omega \end{pmatrix}\begin{pmatrix} N_4 \\ \vdots \\ \Delta\Phi_1 \end{pmatrix} = \frac{I_1}{q}\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{pmatrix} \qquad (۲)$$

مقادیر ماتریس بالا مشابه منبع [۱] محاسبه می‌شود. پس از حل معادلات نرخ و بدست آمدن جمعیت حامل‌ها و فوتون ها نیاز است عملکرد افزاره در اثر تزریق نور به به هریک از تابش ها بررسی شود. بدین منظور تابع انتقال تلفیق به صورت زیر پیشنهاد می‌شود:

$$H_i(\omega) = \frac{S_i(\omega)/J(\omega)}{S_i(0)/\Delta J(0)} \qquad (۳)$$

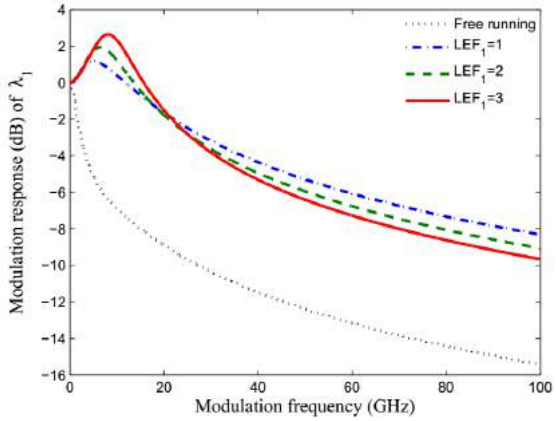
شکل ۲ اثر نسبت تزریق در طول موج λ_1 را روی پاسخ تلفیق طول موج λ_1 و طول موج λ_2، در فرکانس تنظیم صفر و فاکتور افزایش پهنای خط برابر با یک نشان می‌دهد. تزریق نور هر بار فقط به یکی از تابش‌ها اعمال می‌شود. مشاهده می‌کنید که با افزایش نسبت تزریق، پهنای باند و پیک تابش با طول موج λ_1افزایش می‌یابند. به طور مثال در Rinj=10dB پهنای باند تلفیق۲۸/۶۳ گیگاهرتز است، که در مقایسه با حالتی که تزریق نداریم (۲/۳۴ گیگا هرتز) بیش از دوازده برابر افزایش داشته است. همچنین با افزایش اثر نسبت تزریق به طول موج λ_1 پهنای باند تلفیق تابش با طول موج λ_2 کاهش می یابد.



شکل ۱ اثر نسبت تزریق در طول موج λ_1 روی پاسخ تلفیق طول موج λ_1 و λ_2

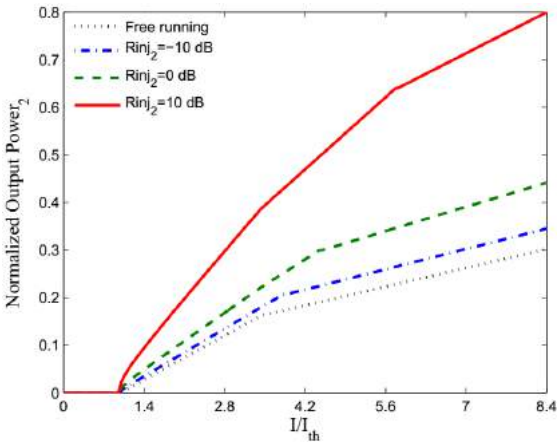
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

شکل ۳ اثر فاکتور افزایش پهنای خط در طول موج λ_1 را روی پاسخ تلفیق طول موج λ_1 در فرکانس تنظیم صفر و نسبت تزریق ۱۰ dB نشان می‌دهد. مشاهده می‌شود که با افزایش فاکتور افزایش پهنای خط پهنای باند کاهش و پیک افزایش می‌یابد.

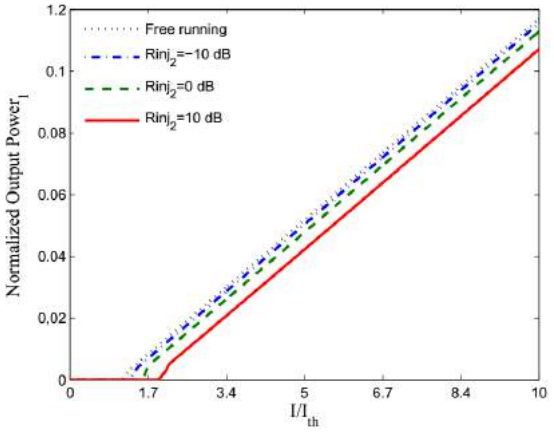


شکل ۳ اثر فاکتور افزایش پهنای خط در طول موج λ_1 روی پاسخ تلفیق طول موج λ_1

شکل ۴ اثر نسبت تزریق به طول موج λ_2 را روی توان خروجی با طول موج λ_2 بر جریان، در فرکانس تنظیم صفر و فاکتور افزایش پهنای خط برابر با یک نشان می‌دهد. با افزایش نسبت تزریق توان خروجی افزایش می‌یابد. شکل ۵ اثر نسبت تزریق به طول موج λ_2 را روی توان خروجی با طول موج λ_1 بر جریان، در فرکانس تنظیم صفر و فاکتور افزایش پهنای خط برابر با یک نشان می‌دهد. با افزایش نسبت تزریق به طول موج λ_2 توان خروجی با طول موج λ_1 کاهش یافته و جریان آستانه افزایش می‌یابد. دلیل افزایش جریان آستانه در طول موج λ_1 این است که از حامل های



شکل ۴ اثر نسبت تزریق در طول موج λ_2 روی توان خروجی با طول موج λ_2 بر جریان



شکل ۵ اثر نسبت تزریق در طول موج λ_2 روی توان خروجی با طول موج λ_1 بر جریان

با طول موج λ_1 کاسته و به طول موج λ_2 افزوده می شود و این باعث افزایش آستانه طول موج λ_1 می شود.

۳- نتیجه‌گیری

بر اساس یک مدل معادله نرخ ساده شده، ویژگی‌های تلفیق لیزرهای آبشاری کوانتومی دو طول موجی مد قفل شده تزریقی تحت تاثیر فاکتور افزایش پهنای خط و نسبت تزریق بررسی شد. این نتایج اولیه برای بهبود مشخصات تلفیق لیزرهای آبشاری کوانتومی چند طول موجی مد قفل شده تزریقی اهمیت برجسته‌ای دارند. محاسبات نشان می‌دهد پهنای باند تلفیق لیزر مربوط به هریک از تابش ها با افزایش فاکتور افزایش پهنای خط و نسبت تزریق همان تابش افزایش می‌یابد. همچنین اندازه‌ی پیک پهنای باند تلفیق لیزر با افزایش فاکتور افزایش پهنای خط افزایش می‌یابد.

مراجع

[1] Wang, C., et al., *Rate equation analysis of injection-locked quantum cascade lasers.* Journal of Applied Physics, 2013. **113**(6): p. 063104.

[2] Henry, C., N. Olsson, and N. Dutta, *Locking range and stability of injection locked 1.54 μm InGaAsP semiconductor lasers.* IEEE Journal of Quantum Electronics, 1985. **21**(8): p. 1152-1156.

[3] Jin, X. and S.-L. Chuang, *Relative intensity noise characteristics of injection-locked semiconductor lasers.* Applied Physics Letters, 2000. **77**(9): p. 1250-1252.

[4] Geiser, M., et al., *Gain competition in dual wavelength quantum cascade lasers.* Optics express, 2010. **18**(10): p. 9900-9908.

[5] Hamadou, A., S. Lamari, and J.-L. Thobel, *Delay time calculation for dual-wavelength quantum cascade lasers.* Journal of Applied Physics, 2013. **114**(20): p. 203102.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

بهبود عملکرد قطبشگرشبکه سیمی مبتنی بر گرافن

عاطفه امین، مریم پورمحی‌آبادی

گروه برق، دانشکده فنی، دانشگاه شهید باهنرکرمان

چکیده - امروزه به قطبشگرهای نوری با میزان قطبی‌شدگی بالا و محدوده طول موجی وسیع در مدارات مجتمع نوری نیاز است. کنترل قطبش، نقش اساسی در کاربردهای مختلف مثل طیف‌سنجی، فوتولیتوگرافی و بیضی سنجی دارد. یکی از انواع قطبشگرها، قطبشگرهای شبکه سیمی است که به راحتی با قطعات نوری در ابعاد نانومتر مجتمع می‌شوند. در این مقاله یک قطبشگر با میزان قطبی‌شدگی بالا در محدوده وسیعی از طول‌موج ارائه شده است. این قطبشگر شامل یک آرایه از فلز- دی‌الکتریک – فلز است که بر روی یک زیرلایه از جنس سیلیکا قرار گرفته است. دو لایه آلومینیوم در زیر ساختار و لایه های گرافن در سطح مشترک فلز و دی‌الکتریک قرار گرفته‌اند. تاثیر وجود تعداد لایه‌های گرافن و جنس فلزات بر روی میزان قطبی‌شدگی با استفاده از روش FDTD مورد بررسی قرار گرفته است. نتایج نشان می‌دهد که میزان قطبی‌شدگی در ساختار پیشنهادی، به دلیل ایجاد پلاسمون پلاریتون سطحی افزایش می‌یابد. با استفاده از ۳ لایه گرافن و فلز آلومینیوم میزان قطبی‌شدگی به مقدارdB ۱۵۸ در طول موج nm ۲۴۰۰ می‌رسد که نسبت به ساختارهای موجود، حدود ۶۲٪ بهبود یافته است.

کلید واژه- میزان قطبی‌شدگی، گرافن، پلاسمون پلاریتون سطحی، قطبشگرهای شبکه سیمی.

Performance Improvement of Graphene Based Wire Grid Polarizer

Atefeh Amin, Maryam Pourmahyabadi

Shahid Bahonar University of Kerman

Abstract- Optical polarizers with high extinction ratio over a wide wavelength rang are required for on-chip optical circuits and integrated optics. Controlling the polarization state is an important issue in various application such as spectroscopy, photolithography or ellipsometry. One kind of the polarizers is wire grid polarizer (WGP) that can be easily integrated with the other nano-optic devices. In this paper, a wire grid polarizer with high extinction ratio over a wide wavelength range, is presented. The proposed structure consists of an array of metal-insulator-metal (MIM) grating on silica substrate in which graphene layers sandwiched between metal and insulator layers. The influences of different metal materials and the number of graphene layers have been investigated with finite difference time domain (FDTD) analyzer. The results show the significant improving of the extinction ratio by using aluminum as metal and 3 graphene layers that has been increased to 158dB at 2400nm wavelength due to the formation of surface plasmon polaritons. Therefore, the proposed structure exhibits an improvement of 62% in compared to that of the other existing WGPs.

Keywords: Extinction Ratio, Graphene, Surface Plasmon Polariton, Wire Grid Polarizer.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

یکی از مهمترین قطعات در سیستم‌های نوری قطبشگرها هستند. نور قطبیده شده کاربردهای زیادی در صفحات نمایش، ژیرسکوپ نوری و سنسورهای پلاسمونی دارند. قطبشگرهای مرسوم را می‌توان به سه دسته تقسیم کرد: صفحات قطبشگر با استفاده از جذب‌کننده‌های غیرهمسانگرد، منشورهای قطبشگر با استفاده از شکست نور و قطبشگرهای زاویه بروستر با استفاده از انعکاس نور. این قطبشگرها به راحتی قابلیت مجتمع شدن در قطعات نوری را ندارند.

در مقایسه با قطبشگرهای ذکر شده، قطبشگرهای شبکه های سیمی فشرده و مسطح هستند که قابلیت مجتمع شدن در قطعات نوری را دارند و همچنین از آن‌ها می‌توان به عنوان قطبشگرهای فیلم نازک استفاده کرد. در کنار سایز بسیار کوچک این قطبشگرها، با انتقال بسیار خوب نور در یک جهت خاص ومسدود کردن نور در جهت مخالف، دارای بازدهی بسیار بالایی هستند. از مزایای دیگر این قطبشگرها پهنای باند بالا و روند ساخت آسان آن‌ها می‌باشد. میزان قطبی‌شدگی قطبشگرها از طریق رابطه (۱) محاسبه می-شود. راه حل مؤثر برای افزایش میزان قطبی‌شدگی کاهش انتقال مود TE است. یک روش برای کاهش انتقال مود TE و در نتیجه افزایش قطبی‌شدگی، افزایش ابعاد شبکه‌های سیمی است. اما این روش باعث کاهش انتقال مود TM هم می‌شود [۱].

$$ER = 10\log\frac{T_{TM}}{T_{TE}} \qquad (۱)$$

ساختارهای فلزی دوگانه، باعث افزایش انتقال مود TM و میزان قطبی‌شدگی می‌شوند. با قرار دادن دو لایه فلز در دو طرف CaF_2 یک قطبشگر پهن باند با میزان قطبی‌شدگی ۷۰dB در طول‌موج ۰/۳μm تا ۵μm خواهیم داشت[۲]. اما این قطبشگرها دارای ابعاد بزرگی هستند. به بیان دیگر بسیاری از قطبشگرهای ارائه شده مبتنی بر تشدید شبکه های فلزی یک بعدی عمل می‌کنند که باعث کاهش پهنای باند می‌شوند. یک روش برای کنترل پهنای باند این است که اثر متقابل بین مودهای تشدید را تنظیم کنیم. با استفاده از تزویج تشدید فابری پرو یا پلاریتون پلاسمون‌های مغناطیسی می‌توان یک قطبشگر پهن باند ایجاد کرد [۳]. یک روش دیگر برای ساخت قطبشگرهای پهن‌باند استفاده از روش بدون تشدید است که ساختارهای فلزی پهن باند ارائه شده را در این دسته قراردارند [۴]. در این مقاله از این روش جهت طراحی یک قطبشگر استفاده شده است. از اینگونه قطبشگرها به‌دلیل طول‌موج وسیع عملکردشان، در بسیاری از کاربردها مثل مخابرات نوری و سنسوها استفاده می‌شود.

۲-خصوصیات نوری گرافن

گرافن به دلیل کنترل‌پذیر بودن تابع هدایت آن، به یک ماده مهم در قطعات پلاسمونیکی تبدیل شده است. هدایت گرافن را می‌توان از طریق رابطه کوبو به صورت زیر تعریف کرد [۵]:

$$\begin{aligned}\sigma_g(\omega,\mu_C,\Gamma,T) &= \sigma_{Intra}(\omega,\mu_C,\Gamma,T)+\sigma_{Inter}(\omega,\mu_C,\Gamma,T)\\ &= \frac{-ie^2}{\pi\hbar^2(\omega+i2\Gamma)}\left[\int_0^\infty \varepsilon\left(\frac{\partial f_d(\varepsilon)}{\partial\varepsilon}-\frac{\partial f_d(-\varepsilon)}{\partial\varepsilon}\right)d\varepsilon\right]\\ &-\frac{ie^2(\omega+i2\Gamma)}{\pi\hbar^2}\left[\int_0^\infty \frac{f_d(-\varepsilon)-f_d(\varepsilon)}{(\omega+i2\Gamma)^2-4(\varepsilon/\hbar)^2}\,d\varepsilon\right]\end{aligned} \qquad (۲)$$

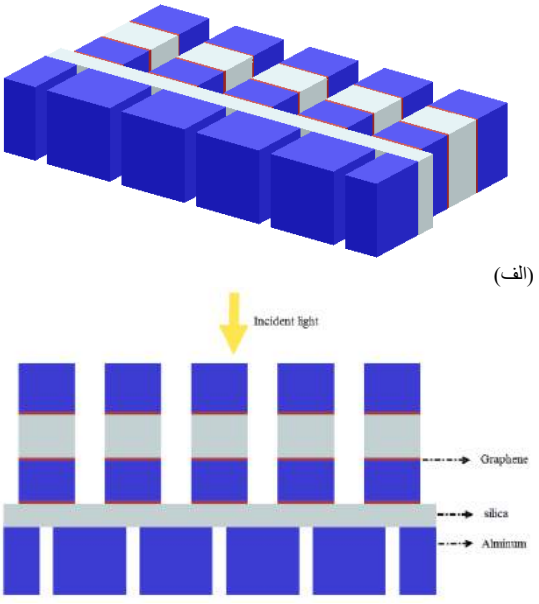
در رابطه فوق، Γ نرخ پراکندگی $(\Gamma=\frac{1}{2\tau})$ و τ زمان استراحت حاملها، μ_c پتانسیل شیمیایی، $f_d(\varepsilon)$ تابع توزیع فرمی- دیراک، i واحد موهومی، e بار الکترون، $\hbar$ ثابت پلانک کاهش یافته، ω فرکانس زاویه‌ای و T دما می‌باشد. پتانسیل شیمیایی گرافن (μ_c) به چگالی حامل‌ها بستگی دارد و این مقدار می‌تواند به وسیله ولتاژ گیت خارجی، آلایش شیمیایی، میدان الکتریکی و یا میدان مغناطیسی کنترل شود. قسمت موهومی تابع هدایت گرافن بسته به سطح پتانسیل شیمیایی می‌تواند مقادیر مثبت یا منفی را در محدوده‌های متفاوت فرکانسی داشته باشد. زمانی که قسمت موهومی تابع هدایت مثبت باشد، گرافن مانند یک لایه نازک فلزی عمل می‌کند و در نتیجه می‌تواند پلاسمای سطحی را انتقال دهد [۶] که به آن پلاسمون سطحی گرافن (GSP) می‌گویند. اگر قسمت موهومی منفی باشد، گرافن مانند یک لایه دی الکتریک عمل می‌کند.

۳- طراحی ساختارو نتایج عددی

شکل ۱(الف) نمای سه بعدی و شکل ۱(ب) نمای دوبعدی قطبشگر پیشنهادی را نشان می‌دهد که از آرایه آلومینیم-سیلیکا-آلومینیم با پریود ۲۸۰nm و عرض ۱۷۰nm بر روی یک زیرلایه سیلیکا با ضخامت ۷۰nm قرار گرفته است. در زیر زیرلایه سیلیکا از دو لایه آلومینیوم دیگر با

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

عرض۱۱۰nm و ضخامت ۳۰۰nm استفاده شده است. ضریب شکست مؤثر تمام مواد به جز گرافن از مدل پالیک به دست می‌آید [۷]. برای شبیه‌سازی و تحلیل قطبشگر ارائه شده از روش تحلیل عددی محدود (FDTD) استفاده می‌شود. در این ساختار برای به دست آوردن بیشترین مقدار قطبی‌شدگی از گرافن با پتانسیل‌شیمیایی ۰/۷eV استفاده می‌کنیم. همچنین بقیه پارامترها مثل ضخامت لایه گرافن، زمان استراحت حامل‌ها و دما به ترتیب $\Delta = 0.3$، $T = 300°K$ و $\tau = 0.5ps$ درنظر گرفته شده است.

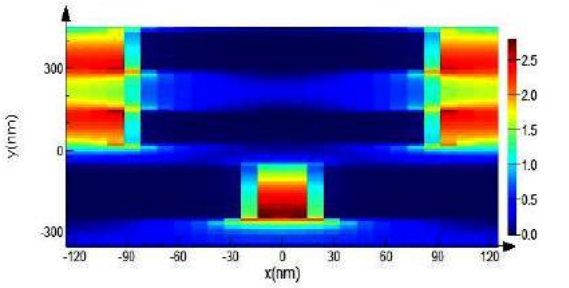


(الف)

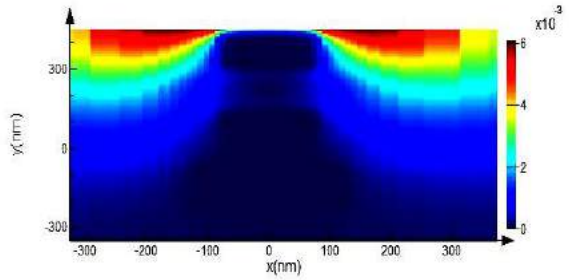
(ب)

شکل۱: (الف) نمای سه بعدی قطبشگر مبتنی بر گرافن (ب) نمای دو بعدی قطبشگر مبتنی بر گرافن

شکل ۲ پروفایل میدان را در دو مود TM و TE نشان داده است. مود TM از ساختار عبور می‌کند، اما مود TE از آن منعکس می‌شود. در شکل۳ فلش‌های سفید جهت و شدت میدان الکتریکی مود TM را نشان داده است. میدان مغناطیسی در داخل سیلیکا تحدید می‌شود، اما میدان الکتریکی به صورت یک حلقه قرار می‌گیرد که نشان‌دهنده تشدید مغناطیسی است و می‌تواند باعث انتقال بیشتر نور شود [۱۱] . اگرچه زمانی که تشدید مغناطیسی تحریک می‌شود، انتقال مود TM کاهش می‌یابد. این تغییرات مقدار نور انتقالی می‌تواند به دلیل گذردهی متفاوت ساختارهای فلز-دی‌الکتریک-فلز در طول‌موج تشدید مغناطیسی باشد. با قرار دادن گرافن، میزان انتقال مد TM، به دلیل افزایش برهم‌کنش نور در طول موج پلاریتون مغناطیسی، افزایش می‌یابد. گذردهی مؤثر درکمترین (بیشترین) طول‌موج انتقال، منفی (مثبت) می‌شود، بنابراین امپدانس تشدید مغناطیسی نمی‌تواند (می‌تواند) با دی‌الکتریک خارجی هماهنگ شود و در خروجی کمترین (بیشترین) انتقال را خواهیم داشت. میدان مغناطیسی همچنین می‌تواند از فضای ایجاد شده بین دو گرافن (سیلیکا) ، خارج شود که در نتیجه باعث کاهش ضریب کیفیت تشدید مغناطیسی می‌شود. معمولا هر چه این فضا بیشتر باشد ضریب کیفیت آن کمتر می‌شود و هرچه ضریب کیفیت تشدید مغناطیسی کمتر باشد، پهنای باند قطبشگر بیشتر خواهد شد.

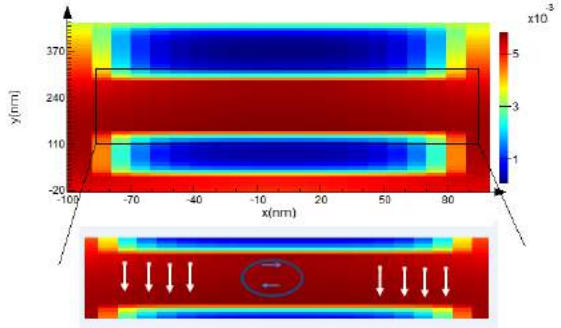


(الف)

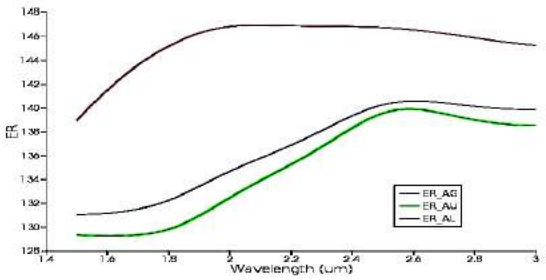


(ب)

شکل۲: پروفایل میدان الکتریکی (الف) مود TM (ب) مود TE

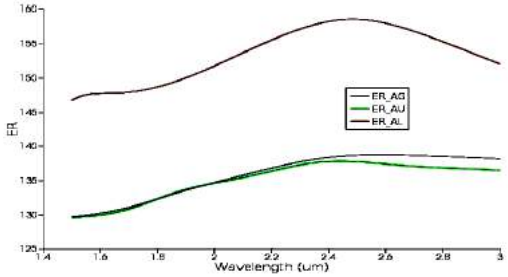


شکل۳: توزیع میدان در طول‌موج تشدید برای مودTM



این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

(الف)



(ب)

شکل ۴: نمودار قطبی‌شدگی قطبشگر پیشنهادی به ازای فلزات مختلف (الف) بدون گرافن (ب) با استفاده از گرافن

برای دست یافتن به میزان قطبی‌شدگی بالا، انتظار می‌رود میزان عبور مد TE به صفر برسد. اما معمولا بخش کوچکی از این مد نیز از ساختار عبور می‌کند. وجود گرافن در سطح مشترک فلز و گرافن میزان تلفات در مد TE را افزایش می‌دهد [۱۲] و درنتیجه باعث کاهش انتقال مد TE می-شود. شکل ۴ میزان قطبی‌شدگی قطبشگر پیشنهادی به ازای سه فلز مختلف نقره، طلا و آلومینیم را با حضور گرافن و بدون آن نشان می‌دهد. می‌بینیم که با استفاده از فلز آلومینیوم بیشترین میزان قطبی‌شدگی به‌دست می‌آید و با استفاده از لایه گرافن میزان قطبی‌شدگی ۱۵۸ dB در طول موج ۲۴۰۰nm به‌دست می‌آید، اما این مقدار بدون استفاده از گرافن ۱۴۶ dB است. همانطور که مشاهده می‌شود با استفاده از گرافن میزان قطبی‌شدگی به صورت چشمگیری افزایش یافته است. پارامترهای مربوط به سه نوع قطبشگر در جدول (۱) مقایسه شده است. نتایج نشان می‌دهد که میزان قطبی شدگی به اندازه ٦٢٪ نسبت به قطبشگرهای پیشین، افزایش یافته است.

۴- نتیجه‌گیری

در این مقاله، تأثیر لایه های گرافن و همچنین استفاده از فلزات مختلف در میزان قطبش مورد بررسی قرار گرفته است. نتایج نشان می‌دهد که به ازای استفاده از فلز آلومینیم و ۳ لایه گرافن، میزان قطبی‌شدگی ۱۵۸ dB در طول موج ۲۴۰۰nm به‌دست می‌آید که حاکی از بهبود عملکرد این قطبشگر در محدوده وسیعی از طول موج نسبت به قطبشگرهای دیگر است. ساختار ارائه شده دارای کاربردهای زیادی مثل قطبشگرهای مادون‌قرمز، فیلترها و جداکننده‌های مودها هستند.

جدول۱: مقایسه قطبشگر پیشنهادی با طرحهای دیگر

قطبشگر	ER	λ
قطبشگر پهن‌باند شبکه سیمی[۸]	۸۰ dB	۳۰۰۰ nm
قطبشگر پهن باند با استفاده از دو لایه فلز[۹]	۸۰ dB	۳۰۰۰ nm
قطبشگر پهن باند با استفاده از سیلیکون[۱۰]	۹۷ dB	۱۵۱۰ nm
قطبشگر پیشنهادی مبتنی بر گرافن	۱۵۸ dB	۲۴۰۰ nm

مراجع

[1] J. J. Wang, L. Chen, X. Liu, P. Sciortino, F. Liu, F. Walters, and X. Deng, "30-nm-wide aluminum nanowire grid for ultrahigh contrast and transmittance polarizers made by UV-nanoimprint lithography," Appl. Phys. Lett.Vol.89, No.14, pp.141105 (2006).

[2] Z. Y. Yang and Y. F. Lu, "Broadband nanowire-grid polarizers in ultraviolet-visible-near-infrared regions," Opt. Express, Vol.15, No.15, pp. 9510–9519 (2007).

[3] C. Cheng, J. Chen, D.-J. Shi, Q.-Y. Wu, F.-F. Ren, J. Xu, Y.-X. Fan, J. Ding, and H.-T. Wang, "Physical mechanism of extraordinary electromagnetic transmission in dual-metallic grating structures," Phys. Rev. B, Vol.78, No.7, pp. 075406 (2008).

[4] G. Subramania, S. Foteinopoulou, and I. Brener, "Nonresonant broadband funneling of light via ultrasubwavelength channels," Phys. Rev. Lett., Vol.107, No. 16, pp. 163902 (2011).

[5] G. Zhen, H. Zhang, L. Xu, Y. Liu. "Enhanced absorption of graphene monolayer with a single-layer resonant grating at the Brewster angle in the visible range." Optics letters, Vol.41, No.10, pp.2274-2277, (2016).

[6] X. Peng, L. ErPing, and H. Ran. "Graphenealuminium oxide metamaterial for a compact polarization-independent modulator." Advanced Materials and Processes for RF and THz Applications (IMWS-AMP), IEEE MTT-S International Microwave Workshop Series on, pp. 1-3, 2015

[7] ED Palik, Handbook of optical constants of solids, 1985

[8] Dai, M., Wan, W., Zhu, X., Song, B., Liu, X., Lu, M., Cui, B. and Chen, Y., 2015. Broadband and wide angle infrared wire-grid polarizer. *Optics express*, *Vol.23*, No.12, pp.15390-15397.

[9] Yang, Z.Y., Zhao, M., Dai, N.L., Yang, G., Long, H., Li, Y.H. and Lu, P.X., 2008. Broadband polarizers using dual-layer metallic nanowire grids. *IEEE Photonics Technology Letters*, *Vol.20*, No. 9, pp.697-699.

[10] Lee, K.J., Curzan, J., Shokooh-Saremi, M. and Magnusson, R., 2011. Resonant wideband polarizer with single silicon layer. *Applied Physics Letters*, *Vol.98*, No.21, pp.211112.

[11] L. Wang and Z. M. Zhang, "Effect of magnetic polaritons on the radiative properties of double-layer nanoslit arrays," J. Opt. Soc. Am. B, Vol.27, No.12, pp.2595–2604, (2010).

[12] [1] Ho, Jinfa, Satoshi.I, and Yasuhiko.A, "Design of efficient surface plasmon polariton modulators using graphene." *Japanese Journal of Applied Physics* , Vol.53, pp. 82 ,2014.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

پاسخ نوری فیلم نانوذرات اکسیدروی تحت دمای بازپخت

سعید جعفری، مجید طاهری، نسترن منصور

گروه فیزیک، دانشگاه شهید بهشتی، اوین، تهران

چکیده- در این تحقیق، پاسخ نوری فیلم‌های نانوذرات اکسیدروی پس از بازپخت حرارتی مورد مطالعه قرار گرفته است. فیلم‌ها با روش لایه‌نشانی سانتریفیوژ از محلول نانوذرات اکسیدروی در آب تهیه شده است. مشخصه‌یابی نمونه‌ها با دستگاه طیف‌سنج فرابنفش- مرئی و ساختار بلوری فیلم‌ها با دستگاه پراش پرتو ایکس انجام شده است. نتایج طیف فرابنفش- مرئی فیلم‌ها، نشان می‌دهد که قله اکسایتونی به سمت طول موج‌های بلند انتقال داشته است. نتایج طرح پراش پرتو ایکس بیانگر این است که عملیات بازپخت، باعث افزایش جهت‌گیری بلورک‌ها در فازهای اصلی ساختار هگزاگونال نانوذرات اکسیدروی شده است. پاسخ زمانی فیلم‌های نانوذرات اکسیدروی تحت تابش پرتو لیزری با طول موج ۴۰۵ نانومتر، بیانگر بهبود خواص حسگر نوری با افزایش دمای بازپخت است. بررسی‌ها نشان می‌دهد که افزایش جریان عبوری به علت افزایش نقص ساختاری فیلم‌ها شامل نقصان اکسیژن در اثر بازپخت است. ویژگی‌های اندازه‌گیری شده در فیلم‌های بازپخت شده‌ی نانوذرات اکسیدروی، این ماده را منتخب خوبی برای ساخت آشکارسازهای نوری فرابنفش می‌نماید.

کلید واژه- اکسیدروی، فیلم نانوذرات، بهبود حسگر نوری.

The Effect of Thermal Annealing on Optical Response of ZnO Nanoparticles Film

Saeed Jafari, Majid Taheri, Nastaran mansour

Department of Physics, Shahid Beheshti University, Evin, Tehran

Abstract- In this work, effect of thermal annealing on optical response of the zinc oxide nanoparticles film is investigated after thermal annealing. The film is deposited using centrifuge coating method from the solution of the zinc oxide nanoparticles dispersed in the deionized water. The samples is characterized by UV-visible absorption spectrometer and X-ray diffraction patterns (XRD). The UV-visible results show that exciton absorption edge has been red shifted. The XRD results relating to films indicate hexagonal crystal structure has stayed intact. The DC current of annealed films shows extreme change under laser irradiation at the wavelength 405 nm. Our results show that the intrinsic defects such as oxygen vacancies play important role in improving the electrical properties of the films under laser illumination. The measured photoelectrical properties of the zinc oxide nanoparticles films makes them good candidate in UV detectors.

Keywords: Zinc Oxide, Nanoparticles Film, Enhanced Optical Sensing.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

اکسیدروی یک نیمه‌رسانای نوع n با انرژی گاف مستقیم ۳/۲ الکترون ولت است [۱]. اکسیدروی دارای خاصیت پایداری شیمیایی بالا، ثابت دی‌الکتریک پایین، جذب نور زیر قرمز و فرابنفش و خاصیت ضد باکتری است. بنابراین بطور بالقوه در کاتالیزورها، حسگرهای گازی، روکش‌های ضد خوردگی و آشکارسازهای نوری استفاده می‌شود [۲]. در آشکارسازهای نوری نانوساختارهای اکسیدروی معمول‌ترین ساختارها به شمار می‌روند. در این آشکارسازها ماده‌ای که دارای شکاف انرژی بالا، عمق نفوذ بالای نور و مقاومت مناسب در برابر تابش باشد لازم است.

تاکنون از روش‌هایی مانند اسپاترینگ، لایه‌نشانی بخار شیمیایی، سل ژل و افشانه داغ برای تولید لایه‌های اکسیدروی استفاده شده است. در این پژوهش از دستگاه سانتریفیوژ برای لایه‌نشانی نانوذرات اکسیدروی استفاده شده است. اغلب لایه‌های اکسیدی که به روش دمای پایین رسوب گذاری می‌شوند، پیوندهای کششی با انرژی کاهیده دارند. به منظور ارتقاء کیفیت لایه‌های اکسیدی، آن‌ها را تحت عملیات حرارتی در دماهای بالاتر از ۲۰۰ °C قرار می‌دهند. در این مقاله به بررسی اثر دمای بازپخت بر خواص الکتریکی و پاسخ حسگری فیلم نانوذرات اکسیدروی، پرداخته شده است.

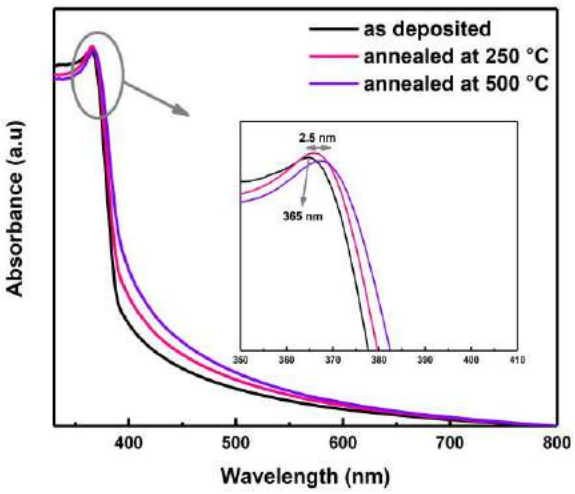
۲- بخش تجربی

پودر نانوذرات اکسیدروی با خلوص ٪۹۹/۹ و میانگین اندازه ۱۰ تا ۳۰ نانومتر با غلظت ۱ گرم بر لیتر در آب مقطر حل شده و به مدت ۴۰ دقیقه در حمام فراصوت قرار داده می‌شود تا به خوبی در آب پراکنده شود. قبل از لایه‌نشانی، زیرلایه‌های شیشه‌ای به ترتیب با اتانول و استون در حمام فراصوت تمیز شده و در کوره‌ی خلأ خشک می‌شوند. لایه‌نشانی به مدت ۷ دقیقه در سرعت ۶۰۰۰ rpm با دستگاه Centrifuge K240 انجام گرفته است. فیلم‌های لایه‌نشانی شده در شرایط یکسان محیطی به مدت دو ساعت در دماهای ۲۵۰ و ۵۰۰ درجه سانتی‌گراد تحت بازپخت حرارتی قرار گرفته است.

مشخصه‌یابی نمونه‌ها با استفاده از دستگاه طیف‌سنجی فرابنفش- مرئی در گستره‌ی طول موجی ۸۰۰-۳۳۰ نانومتر انجام گرفته است. ساختار بلوری فیلم‌های حاصل با استفاده از طرح پراش پرتو ایکس بررسی شده است. اندازه‌گیری‌های ولتاژ-جریان بر حسب ولتاژ اعمالی از ۰ تا ۳۵ ولت و پاسخ حسگری نمونه‌ها تحت تابش پرتو لیزری ۴۰۵ نانومتر با شدت پرتو خروجی ۵۰ mW و با اعمال ولتاژ ثابت ۳۵ V مطالعه شده است. زمان پاسخ جریان عبوری از فیلم در حالت لیزر روشن و خاموش با استفاده از دستگاه Keithley Source Meter 2450 با یک سیستم سنجه دو نقطه‌ای در دمای اتاق به ثبت رسیده است.

۳- نتایج تجربی و بحث

شکل۱ طیف جذبی فرابنفش- مرئی فیلم نانوذرات اکسیدروی قبل و بعد از بازپخت را نشان می‌دهد. لبه جذب فرابنفش حاصل از جذب اکسایتون نانوذرات اکسیدروی در طول موج ۳۶۵ نانومتر می‌باشد. همانطور که در طیف جذبی مشاهده می‌شود، قله جذبی فیلم نانوذرات اکسیدروی با افزایش دمای بازپخت جابه‌جایی اندکی به سمت طول موج‌های بلندتر داشته است. این تغییر در جابه‌جایی قله مربوط به افزایش در اندازه نانوذرات تشکیل دهنده‌ی لایه بازپخت شده می‌باشد.

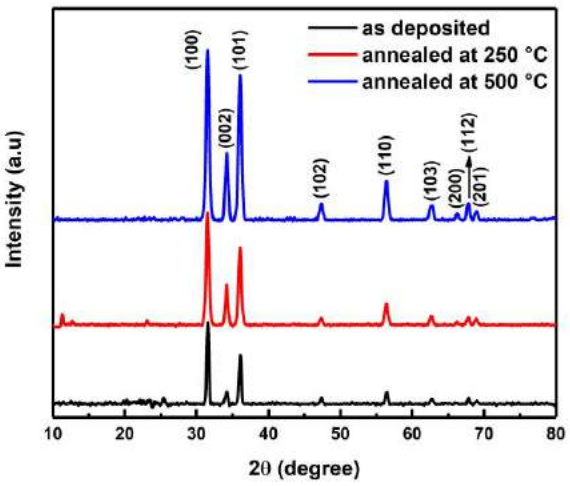


شکل ۱: طیف جذبی فرابنفش- مرئی فیلم نانوذرات اکسیدروی قبل و بعد از بازپخت در دماهای ۲۵۰ و ۵۰۰ درجه سانتی‌گراد.

ساختار بلوری فیلم نانوذرات اکسیدروی قبل و بعد از بازپخت در شکل۲ نشان داده شده است. براساس طیف پراش پرتو ایکس، قله‌های پراش مربوط به صفحات (۱۰۰)، (۰۰۲)، (۱۰۱)، (۱۰۲)، (۱۱۰)، (۱۰۳)، (۲۰۰)، (۱۱۲) و (۲۰۱) مطابق با شماره کارت ۱۴۵۱-۳۶ از کمیته مشترک

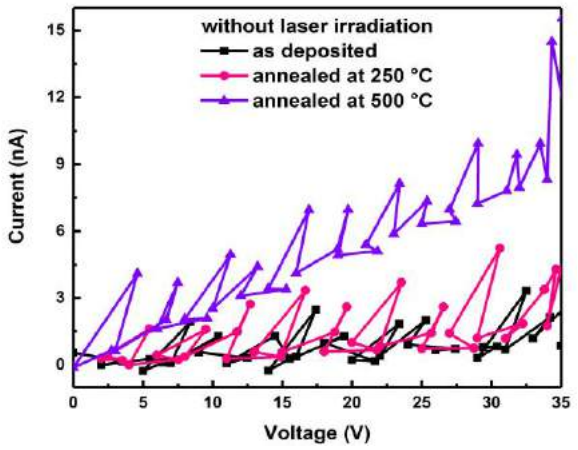
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

استانداردهای پراش پودری (JCPDS)، با ساختار بلوری ورتزیت اکسیدروی منطبق می‌باشند [۳]. سه قله اصلی این طیف‌ها با صفحات (۱۰۰)، (۰۰۲) و (۱۰۱) به ترتیب در زوایای 2θ=۳۱,۵۲°، 2θ=۳۴,۱۷° و 2θ=۳۶,۰۶° نمایان شده است. در تحلیل نتایج طرح پراش پرتو ایکس طیف‌های حاصل مربوط به نانوذرات اکسیدروی بوده و هیچ‌گونه ناخالصی دیگری مشاهده نشده است. اندازه متوسط نانوذرات اکسیدروی را می‌توان از یک قله در الگوی طرح پراش تعیین نمود. براساس رابطه دبای شرر اندازه بلوری نانوذرات اکسیدروی برای نمونه‌ها در دمای اتاق تقریباً ۱۷ نانومتر محاسبه شده است [۴]. در ساختار فیلم نانوذرات اکسیدروی بلورک‌ها ترجیحاً دارای جهت‌گیری (۱۰۰) می‌باشند. با افزایش دمای بازپخت تا ۵۰۰ °C، ذرات در فازهای اصلی شروع به رشد می‌کنند.



شکل ۲: طرح پراش پرتو ایکس از فیلم نانوذرات اکسیدروی و فیلم‌های بازپخت شده در دماهای ۲۵۰ و ۵۰۰ درجه سانتی‌گراد.

شکل۳ نمودار ولتاژ-جریان مربوط به فیلم‌های نانوذرات اکسیدروی در دماهای مختلف بازپخت را نشان می‌دهد. همانطور که مشاهده می‌شود جریان‌های گرفته شده از فیلم‌ها در محدوده ولتاژ اعمالی به صورت نویز از مرتبه زیر ۱۵ نانوآمپر می‌باشد. این جریان با افزایش دمای بازپخت تغییر آنچنانی نداشته است. جریان کم در فیلم‌های نانوذرات اکسیدروی وابسته به مقاومت بالای نانوذرات اکسیدروی است. دلیل دیگر این است که حامل‌های بار در فیلم نانوذرات اکسیدروی تحت ولتاژ الکتریکی برانگیخته نشده است. این تغییر ناپذیری جریان فیلم‌های بازپخت شده تا دمای ۵۰۰ °C، مسیر ساخت حسگرهای مبتنی بر نانوذرات اکسیدروی را میسّر می‌سازد [۵].



شکل ۳: نمودار تغییرات جریان بر حسب ولتاژ فیلم‌های نانوذرات اکسیدروی.

در شکل۴ نتایج تجربی حسگر نوری مبتنی بر فیلم‌های نانوذرات اکسیدروی نشان داده شده است. پاسخ حسگری نمونه‌ها تحت تابش پرتو لیزری با طول موج ۴۰۵ نانومتر بررسی شده است. همانطور که در نمودار مشاهده می‌شود، جریان عبوری از فیلم نانوذرات اکسیدروی تحت تابش پرتو لیزری افزایش می‌یابد. نمودار پاسخ زمانی نشان می‌دهد که افزایش دمای بازپخت باعث افزایش جریان عبوری فیلم‌ها شده است. بر حسب ساختار نانوذرات اکسیدروی و سازوکار حسگر نوری، می‌توان گفت که جذب اکسیژن نقش مهمی در کنترل آشکارسازهای نوری دارد [۶]. هنگامی که فیلم نانوذرات اکسیدروی در معرض تابش نباشد، به دلیل کاستی‌های اکسیژن در ساختار سطحی فیلم، مولکول‌های اکسیژن با جذب شدن به سطح اکسید و گرفتن الکترون‌های آزاد به صورت بار منفی یونیده می‌شوند:

$$O_2(g)+e^- \rightarrow O_2^-(ad)$$

$$O_2(g)+2e^- \rightarrow O_2^{2-}(ad)$$

این فرآیند یک لایه تخلیه با رسانایی کم در نزدیکی سطوح فیلم نانوذرات اکسیدروی ایجاد می‌کند. زمانی که آشکارساز در معرض پرتو نور نزدیک به طول موج جذبی قرار می‌گیرد، تولید جفت الکترون-حفره می‌کند. حفره‌ها از طریق اختلاف پتانسیل ایجاد شده در سطح و بازترکیبی الکترون‌های اکسیژن جذب شده، اتم‌های اکسیژن موجود در سطح را آزاد می‌کنند:

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

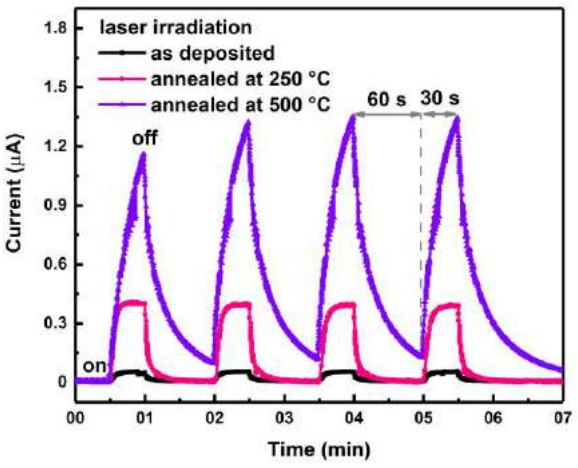
$$O_2^-(ad)+h^+ \rightarrow O_2(g)$$

$$O_2^{2-}(ad)+2h^+ \rightarrow O_2(g)$$

این الکترون‌های باقی مانده در فرآیند تولید جفت الکترون-حفره در نوار هدایت به افزایش جریان رسانش فیلم نانوذرات اکسیدروی کمک خواهند کرد.

با افزایش دمای بازپخت تا ۵۰۰ °C نقصان اکسیژن و نقصان اکسیژن یک بار یونیده و دوبار یونیده در ساختار فیلم نانوذرات اکسیدروی زیاد می‌شود. فرآیند بازترکیبی الکترون-حفره تحت تابش طول موج نزدیک لبه جذب بیشتر شده و الکترون‌های آزاد بیشتری در نوار هدایت قرار می‌گیرند. بطوریکه الکترون‌های تولید شده توسط نور در یک زمان، لایه تخلیه ایجاد شده را بازسازی کرده و باعث افزایش رسانایی در سطح فیلم می‌شود.

همانطور که از نمودار شکل۴ مشاهده می‌شود، جریان نوری در فیلم بازپخت شده در دمای ۵۰۰ °C نسبت به دمای ۲۵۰ °C و فیلم بدون بازپخت افزایش قابل ملاحظه‌ای داشته است و پس از مدت زمان ۳۰ ثانیه به حالت اشباع نرسیده است. بطوریکه در اثر تابش پرتو لیزری با طول موج ۴۰۵ نانومتر جریان نوری از ۵۰ nA در فیلم نانوذرات اکسیدروی قبل بازپخت به ۱/۳ µA در فیلم بازپخت شده در دمای ۵۰۰ °C افزایش یافته است. همانطور که مشاهده می‌شود اندازه‌گیری‌ها در چندین مرحله رفتار تقریباً یکسانی را نشان داده است.



شکل ۴: پاسخ زمانی فیلم‌های نانوذرات اکسیدروی تحت تابش لیزر ۴۰۵ نانومتر.

۴- نتیجه‌گیری

در این کار، پاسخ نوری فیلم‌های نانوذرات اکسیدروی قبل و بعد از بازپخت بررسی شده است. نتایج طیف فرابنفش- مرئی نشان می‌دهد که با افزایش دمای بازپخت پیک جذبی فیلم نانوذرات اکسیدروی به سمت طول موج-های بلندتر جابه‌جا شده است. نتایج طرح پراش پرتو ایکس بیانگر افزایش جهت‌گیری بلورک‌ها در فازهای اصلی است. همچنین فیلم‌های نانوذرات اکسیدروی با ساختار بلوری هگزاگونال با افزایش دمای بازپخت بدون تغییرات ساختاری می‌باشند. نتایج تغییرات جریان فیلم‌های نانوذرات اکسیدروی تحت تابش پرتو لیزری با طول موج ۴۰۵ نانومتر بیانگر افزایش جریان عبوری با افزایش دمای بازپخت است. پاسخ حسگری نمونه‌ها یک افزایش و کاهش سریع جریان به ترتیب پس از روشن و خاموش کردن لیزر در فیلم بازپخت شده در دمای ۵۰۰ °C را نشان می‌دهد. این افزایش جریان عبوری وابسته به نقصان اکسیژن در ساختار فیلم نانوذرات اکسیدروی با تغییرات دمای بازپخت قابل کنترل است. با افزایش رسانایی، این فیلم‌ها قابلیت کاربرد در آشکارسازهای نوری را دارند.

مراجع

[۱] S. Zandi, et al, "Microstructure and Optical Properties of ZnO Nanoparticles Prepared by a Simple Method", Physica B: Condensed Matter, Vol. 406, No. 17, pp. 3215-3218, 2011.
[۲] Y. W. Heo, et al, "ZnO Nanowire Growth and Devices", Materials Science and Engineering, Vol. 47, No. 1, pp. 1-47, 2004.
[۳] R. Zamiri, et al, "Aqueous Starch as a Stabilizer in Zinc Oxide Nanoparticle Synthesis via Laser Ablation", Journal of Alloys and Compounds, Vol. 516, No. 1, pp. 41-48, 2012.
[۴] C. Zimmer, et al, "Tumor Cell Endocytosis Imaging Facilitates Delineation of the Glioma-Brain Interface", Experimental Neurology, Vol. 143, No. 1, pp. 61-69, 1997.
[۵] K. W. Liu, et al, "Ultraviolet Photoconductive Detector with High Visible Rejection and Fast Photoresponse Based on ZnO Thin Film", Solid-State Electronics, Vol. 51, No. 5, pp. 757-761, 2007.
[۶] H. Kind, et al, "Nanowire Ultraviolet Photodetectors and Optical Switches", Advanced Materials, Vol. 14, No. 2, pp. 158-160, 2002.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

شبیه سازی فرایند کندوسوز لیزری از عناصر فلزی تیتانیوم و روی توسط لیزر نانوثانیه نئودمیم ـیاگ در محیط آب مقطر

مهسا پاشازاده[۱]، الناز ایرانی*[۲]، میر مقصود گلزان [۱] و رسول صدیقی بنابی[۳]

[۱]گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه ارومیه، ارومیه

[۲]گروه فیزیک ،دانشکده علوم پایه، دانشگاه تربیت مدرس، تهران

چکیده- کند و سوز لیزری در محیط مایع یکی از روش های پاک برای تولید نانوذرات با ویژگی های مختلف است. در این مقاله فرایند کندوسوز لیزری و پارامترهای موثر بر ویژگیهای نانوذرات تولیدی از دوعنصر تیتانیم و روی در محیط آب مقطر به ارتفاع یک سانتی متر از سطح فلز بررسی شده است. بدین منظور از لیزر نئودمیم-یاگ با پهنای پالس ۱۰ نانو ثانیه، طول موج ۱۰۶۴ نانومتر و قطر کانونی ۲۰۰ میکرومتر استفاده شده است. محاسبات با در نظر گرفتن تاثیر محیط آب مقطر و اثر تعداد مختلف پالس لیزر در نرخ کندگی مورد بررسی قرار گرفته است. توزیع دما روی سطح فلز، میزان کندگی و شار آستانه کندگی به روش المان محدود و توسط نرم افزار کامسول مولتی فیزیک به دست آمده است.

کلمات کلیدی: تیتانیوم، روی، لیزر نئودمیم- یاگ، کندو سوز لیزری

Simulation of laser ablation process of titanium and zinc metal elements by nanosecond Nd: YAG laser in distilled water

Mahsa Pashazadeh[1], Elnaz Irani[2*], Mir Maghsoud Golzan[1], Rasoul Sadighi- Bonabi[3]

[1]Department of Physics, Urmia University, Urmia, Iran

[2]Department of Physics, Faculty of Basic Sciences, Tarbiat Modares University, Iran

[3]Department of Physics, Sharif University of Technology, Tehran, Iran

Abstract- Laser ablation in liquid solution is a green method for producing nanoparticles with different characteristics. In this paper, laser ablation process and effective parameters on both of titanium and zinc elements in a distilled water environment at a height of 1 cm from the surface of the metal is investigated. For this purpose, the Nd: YAG laser with a time duration of 10 ns, wavelength of 1064, focal diameter of 200μm is used. The simulation is based on considering the effects of the water environment and the number of laser pulses. The distribution of temperature on the metal surface and the fluence thresholds is determined by finite element method using Comsol Multiphysics Package.

Keywords: Titanium, Zinc, Nd:Yag laser, laser ablation

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

تا کنون روش های متعددی برای تولید نانو مواد صورت گرفته است که اغلب نیازمند دمای بالا، زمان بر و غیرپاک هستند. یکی از روش های متداول و پاک در زمان محدود برای تولید نانو ذرات کند و سوز لیزر پالسی است.با کانونی کردن تابش کانونی لیزر با چگالی بالای انرژی بر روی هدف فلزی هاله پلاسما ایجاد میشود و گسیل گرمایونی بر اساس مکانیزم تابش ترمزی معکوس اتفاق می افتد. موج ضربه ای به علت تغییر ناگهانی در ویژگی های دمایی و فشار محیط ایجاد می شود. ذرات ایجاد شده در اثر تابش لیزر در مایع پراکنده می شوند. ذرات کنده شده فلزی در محیط آب مقطر با اکسیژن ترکیب شده و اکسید فلزی به عنوان فراورده واکنش ایجاد می شود که پارامترهای لیزر، ویژگی های هدف و مشخصات محیط مایع در ویژگی های ساختاری نانوذرات تولیدی اثر گذارند. ویژگی مهم روش کند و سوز لیزری پالسی فراهم کردن نانو ذرات خالص و فارغ از محصولات جانبی است. کندو سوز لیزری در محیط مایع از دیدگاه کاربردی وتجهیزات مورد نیاز روشی مناسب تر وکم هزینه تر نسبت به تولید نانو ذرات در محیط گازی و خلا می باشد و یک روش ایمن، مستقیم وسریع برای تولید نانو ذرات کنترل شده و از پیش تعریف شده است[۱]. پیچیده بودن ساز و کاردر محیط مایع و دشواری جمع آوری داده های آزمایشگاهی در مراحل آغازین کند وسوز در محیط مایع دست به دست هم داده و پیشنهاد سازوکارهای کمی مناسب را دور از دسترس ساخته است. خاموشی سریع گدازه در محیط مایع، محصور شدن آن و اثر حفره زایی از عوامل مؤثر برعدم درک دقیق ساز و کارهای موجود به شمار میرود [۲-۴]. لذا به دلایل اهمیت موضوع و جدید بودن روش تولید نانوذرات، ارائه یک مدل جامع تئوری که بتواند بر محدودیتهای امکانات تجربی نیزغلبه کند ضروریست. لذا در این کار تلاش شده است با ارائه یک مدل دقیقتر همراه با ملاحظه تاثیر محیط آب، عوامل موثر در نرخ کندگی از دو عنصر تیتانیم و روی مورد بررسی قرار گیرد. نانوذرات تولیدی از دو عنصر تیتانیم و روی نیز به عنوان ذرات پراکنده در محیط رنگینه برای تولید لیزر کاتوره ای گزینه بسیار مناسبی هستند. شبیه سازی مذکور با کمک نرم افزار کامسول و به روش مدل المان محدود و استفاده از مشخصات لیزر نئودمیوم یاگ با پهنای پالس ۱۰ نانو ثانیه ، طول موج ۱۰۶۴ نانومتر با قطر کانونی ۲۰۰ میکرومتر در محیط آب مقطر انجام شده است. توزیع دما روی سطح فلز ، عمق و شعاع کندگی برای تعداد شات های ۱، ۲، ۳و ۱۰محاسبه شده و نیز با تغییر در شار ورودی لیزر شار آستانه کندگی برای این دو فلز مورد توجه محاسبه و مقایسه شده است.

۲- مدل مسئله:

در این مقاله برای مدل سازی از مدل انتقال حرارت دو سیالی استفاده شده است. یکی از جنبه های اصلی این مدل، بررسی پویایی نرخ تولید گرما توسط پارامترهای پالس لیزر است. معادلات انتقال حرارت در یک مختصات استوانه ای دو بعدی بر اساس روش المان محدود حل شده است.

فرآیند انتشار گرما برای دو فلز تیتانیوم و روی بر اساس معادله هدایت گرمایی شبیه سازی شده است:

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla \cdot \{k \nabla T\} + Q \qquad (۱)$$

که ρ چگالی ماده، Cp ظرفیت گرمایی ویژه،T دما، K هدایت حرارتی و Q منبع گرما است. با توجه به قانون بیر لامبرت منبع گرما به صورت زیر بیان می شود[۵]:

$$Q = I(t)\exp[-\frac{2r^2}{\omega^2}]\alpha(1-R)\exp(-\alpha z) \qquad (۲)$$

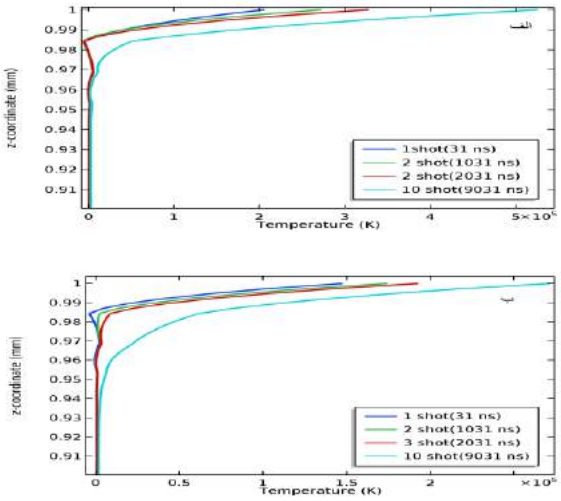
I(t) شدت لیزر، ω شعاع لیزر در نقطه کانونی، α ضریب جذب و R ضریب بازتاب است. محاسبات معادله انتقال حرارت با در نظر گرفتن اندازه قطعه فلزی با شعاع ۱ میلیمتر و ارتفاع آب ۱۰ میلیمتر و محصورسازی نمونه با

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

شعاع ۱/۲ میلیمتر انجام شده است.که با توجه به اندازه قطر لکه لیزر برابر ۲۰۰ میکرومتر، ابعاد مناسبی انتخاب شده است .مش بندی با دقت ۰/۲ میکرومترصورت گرفته است و معادلات با مراتب زمانی ۱ نانو ثانیه حل شده است.همچنین باریکه لیزر به صورت کاملا گاوسی فرض شده است و فواصل زمانی بین پالس های لیزر ۱۰۰۰ نانو ثانیه است.

۳- نتایج شبیه سازی

در شکل ۱ تغییرات دمایی برای دو فلز تیتانیوم و روی در راستای Z برای تعداد پالس ۱، ۲، ۳و ۱۰ با انرژی ۲۸۵ میلی ژول در زمانی که دمای سطح به ازای هر پالس به حد اکثر مقدار خود رسیده است نمایش داده شده است. حد اکثر دما ۳۱ نانو ثانیه پس از شروع هر پالس لیزر حاصل می شود .



شکل ۱: تغییرات دمایی برای دو فلز الف) تیتانیوم، ب) روی، در راستای Z برای تعداد پالس ۱، ۲، ۳و ۱۰ در زمانی که دمای سطح به ازای هر پالس به حد اکثر مقدار خود رسیده است.

با توجه به دمای جوش تیتانیوم و روی که به ترتیب برابر۳۵۶۰ و۱۱۸۰ درجه کلوین است حداکثرعمق کندگی و شعاع کندگی در تعداد پالس های مختلف برای این دو عنصر به ترتیب در جدول ۱ و ۲ آورده شده است.

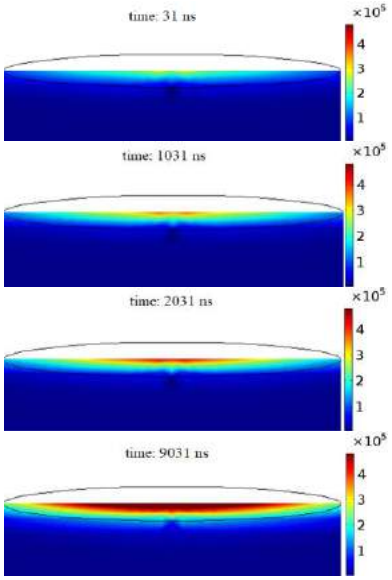
جدول ۱:حد اکثرعمق کندگی برای دو عنصر تیتانیوم و روی در تعداد پالس های ۱و۲و۳و۱۰

تعدادپالس	۱	۲	۳	۱۰
تیتانیوم(میکرومتر)	۳۰/۰۱	۳۰/۵۱	۳۱/۴۹	۴۲/۰۳
روی(میکرومتر)	۴۰/۰۶	۴۳/۲۴	۴۵/۰۱	۶۵/۶۰

جدول ۲:شعاع کندگی برای دو عنصر تیتانیوم و روی در تعداد پالس های ۱، ۲، ۳و۱۰

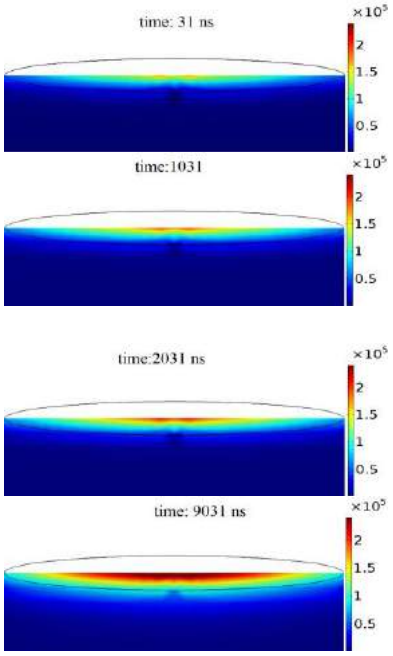
تعداد پالس	۱	۲	۳	۱۰
تیتانیوم(میکرومتر)	۲۱۴/۰۴	۲۱۴/۳۴	۲۱۴/۴۳	۲۲۱/۵۷
روی(میکرومتر)	۲۱۹/۱۶	۲۲۰/۵۰	۲۲۶/۴۰	۲۴۲/۵۱

تحول زمانی توزیع دما در ساختار دو بعدی در شکل۲ و۳برای فلز تیتانیوم و روی نمایش داده شده است و تصویری دو بعدی از شکل حفره کندگی در تعداد پالس های مختلف لیزر نمایش می دهد. دمای سطح فلز تیتانیوم در شرایط یکسان تابش لیزر به صورت قابل توجی بالاتر از سطح فلز روی است . حد اکثر دما در تابش ۱۰ پالس لیزر و در زمان ۹۰۳۱ نانو ثانیه در نزدیکی سطح تیتانیوم و درنقطه کانونی پالس لیزر تا ۵۲۶۱۳۹ درجه کلوین و در سطح روی تا ۲۷۲۰۱۱ درجه کلوین افزایش می یابد .



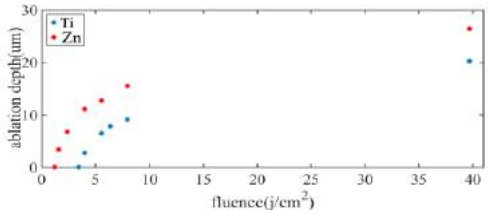
شکل۲:توزیع دما در سطح تیتانیوم برای تعداد پالس های ۱، ۲، ۳و۱۰

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد



شکل ۳ :توزیع دما در سطح روی برای تعدادپالس های ۱، ۲، ۳و۱۰

همچنین اثر انرژی پالس لیزر به عنوان پارامتر موثر در میزان تغییرات دما و نرخ کندگی برای یک تک پالس لیزر برای چند شار انرژی لیزر نشان داده شده است و شار آستانه برای هر یک از دو عنصر تیتانیوم و روی محاسبه شده است.



شکل ۴: مقایسه نرخ کندگی دو عنصر تیتانیوم و روی در شار های مختلف انرژی.

مطابق شکل در شرایط یکسان نرخ کندگی برای فلز روی حدود ۱/۵ برابر تیتانیوم است که به دلیل پایین بودن آستانه کندگی برای فلز روی در مقایسه با فلز تیتانیوم می باشد.

۴- نتیجه‌گیری

در این مقاله با استفاده از لیزر پالسی با طول موج ۱۰۶۴ نانومتر، پهنای پالس ۱۰ نانو ثانیه، قطر کانونی ۲۰۰ میکرومترو ملاحظه فواصل زمانی بین پالس های لیزر ۱۰۰۰ نانو ثانیه ،عمق و شعاع گندگی و نیز تحولات زمانی توزیع دمایی بر روی سطح فلزات تیتانیوم و روی در محیط آب مقطر به دست آمده است .بدین منظور با ارائه یک مدل جامع عوامل موثر در فرایند کندوسوز لیزری آنالیز شده است. میزان کندگی در شرایط یکسان تابش لیزر بر روی فلز روی بیشتراز تیتانیوم است. شدت آستانه کندگی نیز برای فلز روی برابر ۱/۲۱۰و برای فلز تیتانیوم برابر ۳/۴۲۱۸ ژول بر سانتی متر مربع محاسبه شده است.

سپاسگزاري

نویسندگان مقاله مراتب سپاسگذاری را از حمایت مداوم آزمایشگاه تحقیقاتی لیزر دانشگاه صنعتی شریف دارند.

مراجع

[1] V. Amendola, M. Meneghetti, “Laser ablation synthesis in solution and size manipulation of noble metal nanoparticles”, Phys. Chem. Chem. Phys., vol.11, pp.3805-3821, 2009.

[2] C. Y. Shih, M. V. Shugaev, C. Wu, L. V. Zhigilei,”Generation of Subsurface Voids, Incubation Effect, and Formation of Nanoparticles in Short Pulse Laser Interactions with Bulk Metal Targets in Liquid: Molecular Dynamics Study ”, J. Phys. Chem. C, vol. 121, pp.16549−16567, 2017.

[3] V. Oliveira, R. Vilar, ”Finite element simulation of pulsed laser ablation of titanium carbide”, Appl. Surf. Sci., vol. 253, pp.7810–7814,2007.

[4] H. S. Lim, J. Yoo,”FEM based simulation of the pulsed laser ablation process in nanosecond fields”, J. Mech. Sci. Tech., vol.7, No.25, pp.1811-1816,2011.

[5] J. T. Houghton, *The Physics of atmospheres 2nd edition*, Cambridge University press, Cambridge, United Kingdom 2002.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

بررسی تاثیر آهنگ لایه نشانی بر مورفولوژی، خواص ساختاری و اپتیکی لایه‌های نازک نانوساختار اکسید مولیبدن (MoO_3) تهیه شده به روش اسپری پایرولیز

مریم جلال؛ حسین عشقی

دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شاهرود، شاهرود

چکیده – لایه های نازک نانو ساختار اکسید مولیبدن به روش اسپری پایرولیز به روی زیرلایه شیشه با آهنگ های مختلف ۱/۵، ۲/۵ و ۵ *ml/min* لایه نشانی شدند. نمونه ها با استفاده از تصاویر *FESEM*، طیف های *XRD* و *UV-Vis* تحت بررسی قرار گرفتند. تصاویر *FESEM* حاکی از شکل گیری نانو میله های متخلخل متشکل از دانه هایی ریز با ابعاد کوچکتر از ۵۰ *nm* می باشد. همچنین دریافتیم لایه های رشد یافته دارای ساختار ارتورومبیک با سبلوری با جهت گیری های اصلی (۰۲۰)، (۰۴۰) و (۰۶۰) هستند. تحلیل داده های *XRD* و همچنین اپتیکی لایه ها نشان داد که با افزایش آهنگ اسپری ابعاد بلورک ها افزایش و گاف نواری نمونه ها کاهش یافته است. در بین این نمونه ها، نمونه ی لایه نشانی شده با آهنگ ۵ *ml/min* از شرایط بهینه ساختاری (بزرگترین ابعاد بلورکی و کمترین تراکم نواقص بلوری) برخوردار است. معلوم شد که تغییرات گاف نواری در این نمونه ها تحت تاثیر اثر محدودیت کوانتومی است.

کلید واژه- اکسید مولیبدن، لایه نازک، نانو-میله های متخلخل، اثر محدودیت کوانتومی

Study the influence of deposition rate on morphology, structural and optical properties of molybdenum oxide (MoO_3) nanostructured thin films prepared by spray pyrolysis technique

Maryam Jalal, Hosein Eshghi

Physics Department, Shahrood University of Technology, Shahrood, Iran.

Abstract- Nano-structured molybdenum oxide thin films were deposited on glass substrates by spray paralysis methods with various rates of 1.5, 2.5 and 5 ml/min. Samples were characterized by FESEM images, XRD and UV-Vis spectra. The FESEM images indicated the formation of porous nano-rods covered with less than 50 nm fine grains sizes. Also we found the grown layers have an orthorhombic polycrystalline structure with characteristic orientations of (020), (040) and (060). XRD and also optical data analysis of the layers showed that with increasing the deposition rate, the crystallite sizes are increased and the band gaps of the samples are decreased. Among these samples, one which is deposited at 5 ml/min has the optimal structural conditions (the largest crystalline sizes and the lowest density of crystalline defects). It is found that the variations of the band gap in these samples are affected by the quantum confinement effect.

Keywords: Molybdenum oxide, Thin films, Porous nano-rods, Quantum confinement effect

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

MoO_3 یک نیمرسانا از اکسید فلزات واسطه است [۱]. این ترکیب به روش های مختلف از جمله روش اسپری [۱،۲و۳]، کندوپاش [۴] ، رسوب گذاری لیزر پالسی [۵]، سل- ژل [۶]، و رسوب گذاری بخار شیمیایی [۷] تهیه شده است. در برخی از این مقالات که به نوع رسانندگی الکتریکی لایه ها اشاره گردیده این ماده در شرایط خالص عمدتا به دلیل وجود تهی جاهای اکسیژن در شبکه بلوری از رسانندگی الکتریکی نوع n برخوردار است [۲]. گاف نواری مستقیم در لایه های نازک این ماده در گستره ۳/۴۴ تا ۳/۹۲eV گزارش شده است [۲]. اکسید مولیبدن قابلیت‌های زیادی درکاربردهای صنعتی دارد که می توان به مواردی از جمله: حسگر های گازی [۲] و پنجره های هوشمند [۸] اشاره کرد.

در این مقاله با استفاده از لایه نشانی به روش اسپری پایرولیز بروی شیشه به بررسی اثرتغییرات آهنگ اسپری بر خواص فیزیکی لایه های اکسید مولیبدن پرداخته ایم .

روش انجام آزمایش

لایه های نازک به روش اسپری پایرولیز بر روی زیرلایه های شیشه لایه نشانی شدند. قبل از لایه نشانی ابتدا زیرلایه ها با آب و صابون شستشو داده شده و در بشر حاوی اتانول، استون و آب مقطر در دستگاه آلتراسونیک قرار گرفتند به منظور ساخت لایه های نازک اکسید مولیبدن، پودر آمونیوم مولیبدات تترا هیدرات با فرمول شیمیایی $((NH_4)_6 Mo_7O_{24} \_ 4H_2O)$ را با ۵۰ ml آب دوبار تقطیر مخلوط کرده تا به محلولی به غلظت ۰/۰۱ M دست یابیم. سپس محلول به دست آمده در دمای ثابت ۴۰۰ °C بر روی زیرلایه (شیشه) با آهنگ های متفاوت ۱/۵، ۲/۵ و ml/min ۵ (بترتیب نمونه های S_1، S_2 و S_3) اسپری شد. در طی لایه نشانی انتظار می رود فرآیند تشکیل لایه نازک طی واکنش زیر صورت گیرد:

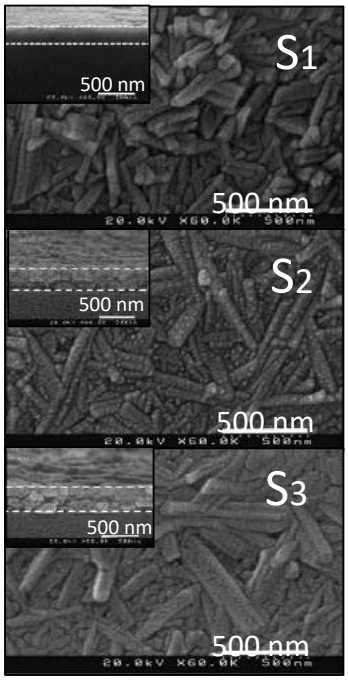
$$(NH_4)6Mo_7O_{24}4H_2O \rightarrow 7MoO_3(s) + 6NH_3(g) + 7H_2O(g)$$

تحلیل ساختاری نمونه‌ها به وسیله دستگاه پراش پرتو ایکس (XRD; Broker AXS) با گسیل خط طیفی CuKα (۱،۵۴۰۶ Å) و مورفولوژی سطح نمونه‌ها توسط میکروسکوپ الکترونی روبشی (FESEM Hitachi S.4160) انجام پذیرفت. همچنین خواص اپتیکی لایه‌ها با بررسی طیف عبوری و جذبی و با استفاده از دستگاه طیف‌سنج نوری (Shimadzu UV-Vis. 1800) در بازه ۳۰۰-۱۱۰۰nm اندازه‌گیری شد.

۲- نتایج و بحث

۲-۱- مورفولوژی سطح

شکل ۱ تصاویر FESEM لایه های مورد بررسی را نشان می دهد. همان طور که مشاهده می شود در هر سه نمونه نانو میله های متخلخل در هم تنیده ای مشاهده می شود به طوری که نمونه ی S_1 دارای سطحی متخلخل و برجسته متشکل از میله هایی با دانه هایی بر روی آنها به ابعاد کوچکتر از ۵۰ nm بوده و با افزایش آهنگ اسپری از میزان ناهمواری سطحی کاسته شده و همچنین ابعاد دانه های تشکیل دهنده ی میله ها بزرگتر شده است. با توجه به تصاویر مقطع ضمیمه شده مشاهده می شود که با افزایش نرخ رشد ضخامت لایه ها افزایش یافته و مقدار آن برای نمونه های S_3,S_2,S_1 به ترتیب ۲۶۵ و۳۲۵ و۳۶۵ nm می باشد.



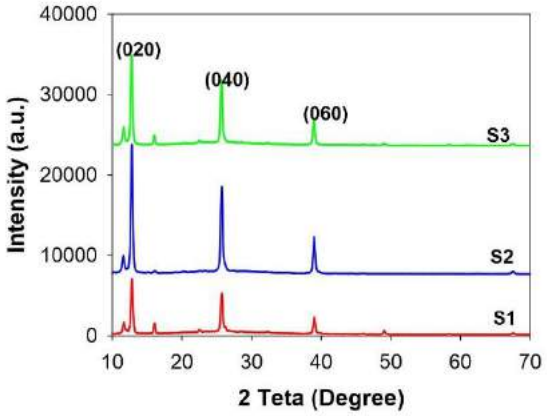
شکل ۱: تصاویر FESEM نمونه های مورد بررسی در مقیاس ۵۰۰ nm. تصاویر ضمیمه مقطع عرضی لایه های را نشان می دهد.

۲-۲- خواص ساختاری

برای برر سی ویژگی های ساختاری نمونه ها از الگو های پراش پرتو X استفاده شده است. شکل ۲ طیف XRD

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

نمونه های رشد یافته را نشان می دهد.



شکل ۲: طیف XRD نمونه های مورد بررسی.

این داده ها ساختار بس بلوری اکسید مولیبدن با ساختار ارتورومبیک و صفحات اصلی (۰۲۰)، (۰۴۰) و (۰۶۰) را مطابق با شماره کارت JCPDS 35-0609 نشان می دهد. به منظور بررسی بیشتر در خواص ساختاری نمونه ها از روابط زیر برای تعیین اندازه بلورک‌ها (D) ، چگالی دررفتگی ها (δ) و میکرو کرنش های بلوری (ε) استفاده کرده ایم [۲]:

$$D = 0.9\lambda / \beta \cos\theta \qquad (۲)$$

$$\delta = 1/D^2 \qquad (۳)$$

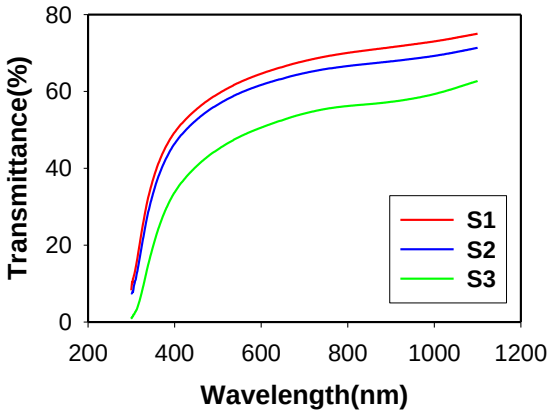
$$\varepsilon = \frac{\beta}{4\tan\theta} \qquad (۴)$$

که در این روابط D ابعاد بلورکها، θ زاویه براگ، β تمام پهنا در نیمه بیشینه، δ تراکم دررفتگیها، وε میزان میکرو کرنش های بلوری در نمونه های سنتز شده می باشد.

جدول ۱: ابعاد بلورکها، تراکم دررفتگی ها و میکرو کرنش های بلوری برای قله ترجیحی (۰۲۰) با استفاده از معادلات۲-۴.

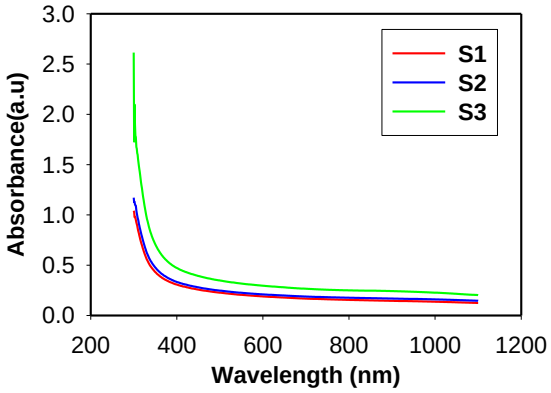
نمونه	D (nm)	δ (۱۰$^{-۳}$ nm^{-2})	ε(۱۰$^{-۴}$)
S_1	۲۵/۲۹	۱/۵۶	۱/۲۶
S_2	۲۶/۰۳	۱/۴۷	۱/۱۹
S_3	۲۶/۵۵	۱/۴۲	۱/۱۷

۳-۲- خواص اپتیکی



شکل ۳: طیف عبور اپتیکی در نمونه های مورد بررسی.

شکل ۳ طیف عبور اپتیکی نمونه های سنتز شده را نشان می دهد. چنانچه پیداست با افزایش آهنگ اسپری میزان عبور به طور نسبی کاهش یافته است. این تغییرات می تواند ناشی از افزایش در ضخامت لایه های تهیه شده باشد.



شکل ۴: طیف جذب اپتیکی در لایه های مورد بررسی.

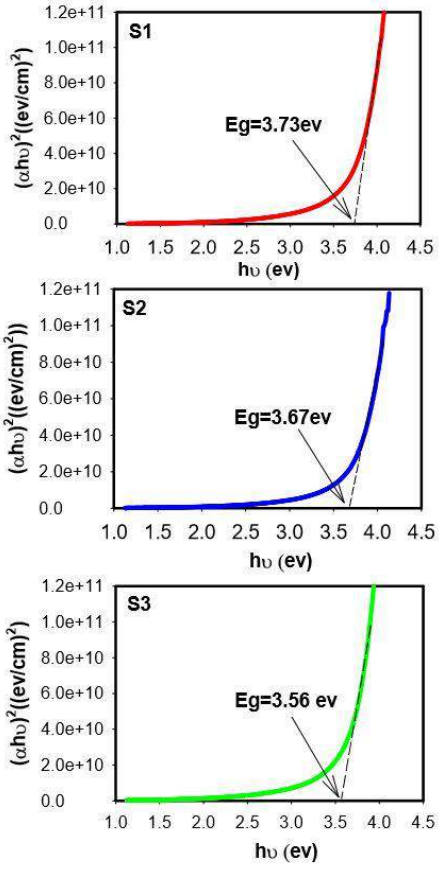
شکل ۴ طیف جذب اپتیکی لایه های مورد بررسی را نشان می دهد. با استفاده ازداده ها ی طیف جذب (a) می توان ضریب جذب (α) نمونه را به کمک رابطه: $(\alpha = 2.304\frac{a}{L})$ که در آن L ضخامت لایه است بدست آورد. بنابر گزارش‌های منتشر شده اکسید مولیبدن نیمرسانایی با گاف نواری مستقیم (E_g) است و جذب اپتیکی (a) تابعی از انرژی فوتون ($h\nu$) فرودی می باشد که بر اساس رابطه تاک:

$$(\alpha h\upsilon)^2 = A(h\upsilon - Eg) \qquad (۵)$$

که در این عبارت A ضریب ثابت است. با رسم منحنی

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

$(\alpha h\upsilon)^2$ بر حسب $h\upsilon$ و برون یابی داده ها در گستره خطی با محور افقی به ازای $\alpha = 0$ بزرگی گاف نواری نمونه ها تعیین شده است (شکل۵). نتایج این تحلیل نشان می دهد که با افزایش آهنگ اسپری گاف نواری لایه های سنتز شده کاهش یافته است. این تغییرات می تواند متاثر از تغییرات ابعاد بلورک های ایجاد شده در این نمونه ها (جدول ۱) باشد. چنانچه پیداست نمونه با بزرگترین ابعاد بلورکی (نمونه S_3) دارای کوچکتری گاف نواری، و نمونه با کوچکترین ابعاد بلورکی (نمونه S_1) دارای بزرگترین گاف نواری می باشد. این تغییرات گویای کنترل بزرگی گاف نواری توسط ابعاد بلورک ها بوده که با وقوع اثر محدودیت کوانتومی سازگاراست.



شکل ۵: تغییرات $(ahv)^2$ بر حسب انرژی فوتون ها در لایه های رشد داده شده به ازای آهنگ های اسپری مختلف.

۳- نتیجه گیری

لایه های نازک با فاز خالص اکسید مولیبدن با استفاده از پیش ماده آمونیوم مولیبدات تترا هیدرات در دمای ۴۰۰°C به روش اسپری پایرولیز با آهنگ های رشد مختلف تهیه شدند. تصاویر FESEM نشان دهنده وابستگی مورفولوژی سطح نمونه ها به تغییرات آهنگ اسپری بوده و طیف XRD لایه ها حاکی از رشد بسلوری در فاز اورتورومبیک در راستاهای بلوری (۰۲۰)، (۰۴۰) و (۰۶۰) می باشد. تحلیل داده ها بیانگر بهینگی ابعاد بلورک ها و نیز تراکم نقایص بلوری به ازای آهنگ اسپری ۵ ml/min می باشد. تحلیل داده های جذب اپتیکی لایه ها نشان داد که نمونه های سنتز شده دارای گاف نواری اپتیکی در بازه ۳/۳-۵۶/۷۳ eV هستند به طوری که این تغییرات می تواند متاثر از وقوع اثر محدودیت کوانتومی باشد.

۴- مراجع

[1] S. S. Mahajan, S.H. Mujawar, P. S. Shinde, A. I. Inamdar, P. S. Patil, "Structural, optical and electrochromic properties of Nb-doped MoO_3 thin films", 254, 5895-5898, 2008.
[2] A. A. Mane, M. P. Suryawanshi, J. H. Kim, A. V. Moholkar, "Highly selective and sensitive response of 30.5 % of sprayed molybdenum trioxide (MoO_3) nanobelts for nitrogen dioxide (NO_2) gas detection", 220-231,2016.
[3] A. Boukhachema, M. Mokhtarib, N. Benameurc, A. Zioucheb, M. Martínezd, P. Petkovae, M. Ghamniac, A. Cobod, M. Zergougb, M. Amloukaa Unité, "Structural, optical and magnetic properties of Co doped-MoO_3 sprayed thin films", 253, 198-209,2017.
[4] S. Uthanna, V. Nirupama, J. F. Pierson, "Substrate temperature influenced structural, electrical and optical properties of dc magnetron sputtered MoO_3 films", 256, 3133-3137, 2010.
[5] T. Aoki, T. Matsushita, K. Mishiro, A. Suzuki, M. Okuda, "Optical recording characteristics of molybdenum oxide films prepared by pulsed laser deposition method", 517, 1482-1486, 2008.
[6] Yuzhi Zhang, Jiaguo Yuan, Yunzhen Cao, Lixin Song, Xingfang Hu," Photochromic behavior of Li-stabilized MoO_3 sol–gels", 354, 1276–1280, 2008.
[7] T. Ivanova, K. Gesheva, A. Szekeres, "Structure and optical properties of CVD molybdenum oxide films for electrochromic application", 7 (1), 21–24, 2002.
[8]S. Mahajan, S. Mujawar, P. Shinde, A.Inamdar, P. Patil, "Concentration dependentstructural, optical and electrochromic properties of MoO_3 thin films", 3, 953–96, 2008.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

بهبود جذب در سلول های خورشیدی با استفاده از نانوسیم های مورب با زوایا و سطح مقطع های مختلف

دکتر زهیر کردرستمی*، حسام شیخ الاسلامی

دانشکده مهندسی برق- الکترونیک، دانشگاه صنعتی شیراز، شیراز، ایران

*kordrostami@sutech.ac.ir

چکیده – در این مقاله، استفاده از نانوسیم های مورب به جای نانوسیم های افقی یا عمودی در سلول های خورشیدی نانوساختار پیشنهاد گردیده است. تاثیر آرایه نانوسیم ها بر روی میزان جذب سلول خورشیدی به روش المان محدود شبیه سازی شده است. ضریب جذب و تاثیر پارامترهای نانوسیم ها روی آن محاسبه گردیده است. جذب نوری سه آرایه نانوسیم های با سطح مقطع های دایره، مربع و مثلث مقایسه و بحث شده است. اثر زاویه شیب آرایه نانوسیم ها بر روی جذب نور برای سطح مقطع های مختلف مورد مطالعه قرار گرفته است. میدان الکتریکی در سلول خورشیدی برای حالت های مختلف محاسبه و رسم گردیده است. نتایج نشان می دهد که نانوسیم های مورب با سطح مقطع مربع نسبت به نانوسیم های با سطح مقطع دایره و مثلث جذب نوری بالاتری درطیف وسیع تری ازفرکانس ها دارد. همچنین نتایج بیانگر این است که سلول خوشیدی با آرایه نانوسیم های با سطح مقطع مربعی در زاویه ۴۰ درجه به میزان جذب ۰/۹۹۸۸ در فرکانس ۶۴۲ THz رسیده است.

کلید واژه- جذب نوری، سلول خورشیدی، نانوسیم.

Absorption Improvement in Solar Cells Using Inclined Nanowires with Different Angles and Cross Sections

Zoheir Kordrostami*, Hesam Sheikholeslami

Department of Electrical Engineering, Shiraz University of Technology, Shiraz, Iran

*kordrostami@sutech.ac.ir

Abstract- In this paper, inclined nanowire solar cells rather than vertical or horizontal nanowires have been proposed. The effect of the nanowire absorption on the solar cell absorption has been simulated based on finite element analysis. The absorption coefficient and the effect of the nanowire parameters on it has been calculated. The optical absorptions for three nanowire arrays with circular, square and triangular cross sections have been compared and discussed. The effect of the nanowire array inclination angle on the light absorption for different nanowire cross sections has been studied. The electric field for different cases has been calculated and plotted. The results show that the inclined nanowires with square cross section, compared to the nanowires with circular or triangular cross sections have larger optical absorption in a wider frequency range. The results also show that the solar cells with the inclined nanowire arrays with square cross section have the maximum absorption of 0.9988 in 642 THz frequency at the 40 degree angle.

Keywords: Optical Absorption, Solar Cell, Nanowire.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

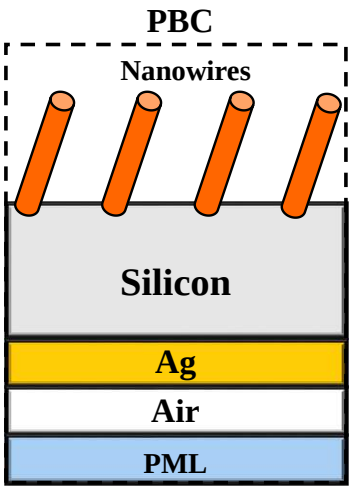
۱- مقدمه

با گذر زمان، روز به روز طراحی های متفاوتی از سلول های خورشیدی با کاربردهای صنعتی، تجاری و منازل مسکونی ارائه می شود. سلول های خورشیدی لایه نازک اگرچه دارای مزایایی چون کاهش وزن و افزایش انعطاف پذیری می باشند اما جذب نامناسبی درضخامت های کم از خود نشان می دهند. یکی از دلایل مطرح شدن سلول های خورشیدی نانوساختار، برطرف کردن این نقیصه در سلول های خورشیدی لایه نازک است. نانوساختارها به علت ابعاد نانومتری که دارند ویژگی های جدیدی از خود نشـــان می دهند که در توده همان نوع ماده وجود ندارد یا ضعیف است. به عنوان مثال نسبت سطح به حجم آنها بسیار زیادتر از مواد توده می باشد. به همین دلیل، کاربردهای آرایه های نانوساختارها در کاربردهای مختلفی مثل حسگرها و سلول های خورشیدی افزایش یافته است. یکی از نانوساختارهایی که امروزه مطالعات و تحقیقات بسیاری را به خود اختصاص داده است نانوسیم ها هستند. ساخت سیم هایی در ابعاد نانومتری هم از جهت فناوری و هم از جهت علمی بسیار مورد علاقه می باشد، زیرا در ابعاد نانومتری خواص غیر معمولی از خود بروز می دهند، مانند اینکه نسبت طول به قطر نانوسیم ها بسیار بالا می باشد [۳-۱]. در سلول های خورشیدی از آرایه ای از نانوسیم ها استفاده می گردد که باعث جبران جذب اندک سلول های خورشیدی لایه نازک می شوند. بطورکلی عواملی از قبیل قطر و فاصله نانوسیم ها و نسبت بین این دو تاثیر زیادی در افزایش جذب نور دارد و مطالعاتی دراین زمینه صورت گرفته است [۴, ۵].

بیشتر پژوهش های اخیر روی سلول های خورشیدی به سمت استفاده از نانوسیم هایی با جنس های غیر سیلیکن [۶, ۷]، نانوسیم های ساخته شده با روش های مبتنی بر محلول[۸] و نانوسیم های پروسکایت [۹] متمایل شده اند. در این مقاله به بررسی اثر نانوسیم های سیلیکنی زاویه دار با سطح مقاطع مختلف روی جذب نوری در فرکانس های مختلف پرداخته می شود.

۲- ساختار سلول خورشیدی نانوسیم مورب

در شکل ۱ ساختار سلول خورشیدی که در آن از آرایه نانوسیم های مورب استفاده گردیده است نشان داده شده است.

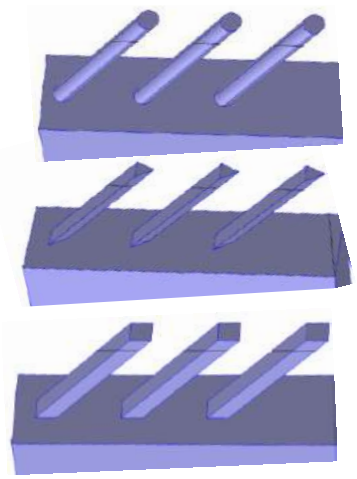


شکل ۱: ساختار سلول خورشیدی با آرایه نانوسیم های مورب

نانوسیم ها از جنس سیلیکن هستند. لایه پشتی انعکاسی از جنس نقره برای کاهش انتقال نور قرار داده شده است. برای مدل سازی ساختار آرایه ای متناوب، در دو جهت شرایط مرزی متناوب (PBC) در نظرگرفته شده است. همچنین در شبیه سازی یک زیرلایه نیمه بی نهایت (لایه تطبیق متناوب PML) در جهت عمودی اضافه گردیده است. برای شبیه سازی از روش المان محدود استفاده گردیده است.

۳- اثر سطح مقطع نانوسیم بر به دام اندازی نور

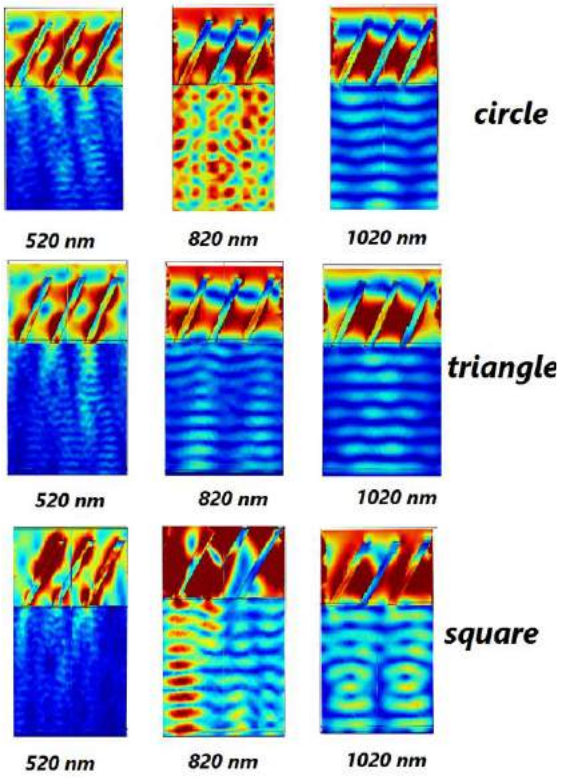
در این مقاله سه آرایه متفاوت از نانوسیم ها با سطح مقطع های مختلف مورد مطالعه قرار گرفته است. شکل ۲ آرایه های نانوسیم ها با سطح مقطع های دایره ای، مربعی و مثلثی را نشان می دهد.



این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

شکل ۲: آرایه نانوسیم های مورب با سطح مقطع های دایره ای، مثلثی و مربعی

انعکاس های متوالی نور برخوردی به نانوسیم ها سبب افزایش طول مسیرنوری موثر شده در نتیجه بازده بالاتر می رود. در شکل ۳ توزیع میدان الکتریکی برای ساختارهای مختلف در سه طول موج متفاوت محاسبه و رسم گردیده است.

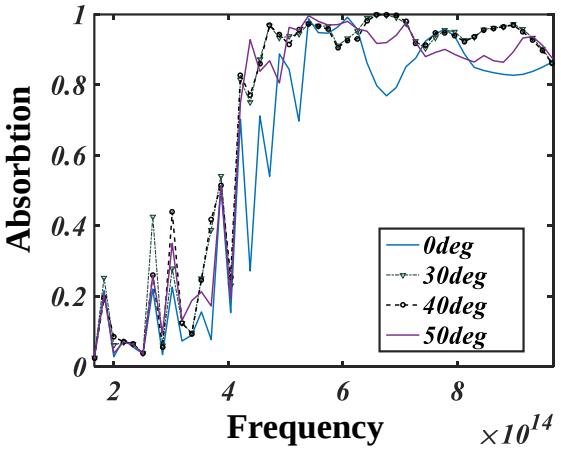


شکل ۳: توزیع میدان الکتریکی برای سطح مقطع های مختلف نانوسیم های مورب در سه طول موج متفاوت در زاویه ۴۰ درجه.

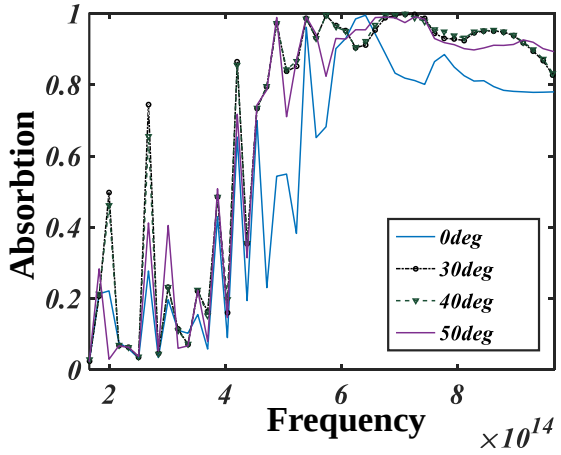
از مقایسه تصاویر مشهود است که آرایه نانوسیم های مورب در طول موج ۸۲۰nm دارای هم پوشانی خوبی با زیرلایه Si می باشد و اکثر نورهای محدود شده در آرایه با زیرلایه Si کوپلینگ خوبی دارند. نور با طول موج بلند جذب نشده با نور منعکس شده تداخل کرده و افزایش حاشیه تداخل Fabry-perot با زیرلایه Si در طول موج ۸۲۰nm را فراهم می کند. هماگونه که در شکل نشان داده شده است به طورکلی شدت میدان الکتریکی در میان نانوسیم های مورب با سطح مقطع مربعی به طور نسبی بزرگتر از نانوسیم های با سطح مقطع دایره ای و مثلثی درطول موج یکسان بوده و لذا قابلیت به دام اندازی نور بیشتری را دارد.

۴- محاسبه جذب نوری

در این قسمت جذب نوری در فرکانس های مختلف برای نانوسیم های مورب محاسبه گردیده است. محاسبات به گونه ای صورت گرفته است که در هر شکل جذب برای زوایای شیب متفاوتی به صورت جداگانه قابل مشاهده باشد. شکل ۴ تا شکل ۶ به ترتیب جذب را برای نانوسیم های مورب با سطح مقطع های دایره ای، مثلثی و مربعی نشان می دهد. در هر شکل جذب برای نانوسیم های عمودی و نانوسیم های با زاویه شیب ۳۰، ۴۰ و ۵۰ درجه نشان داده شده است. نتایج نشان می دهد جذب در زاویه ۴۰ درجه بهتر از سایر زوایا می باشد. در شکل ۷ جذب سطح مقطع های مختلف در زاویه ۴۰ درجه با هم مقایسه گردیده است.

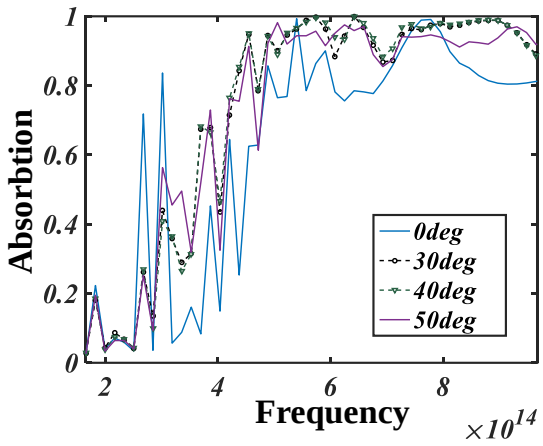


شکل ۴: جذب در سلول خورشیدی با نانوسیم های مورب دایره ای

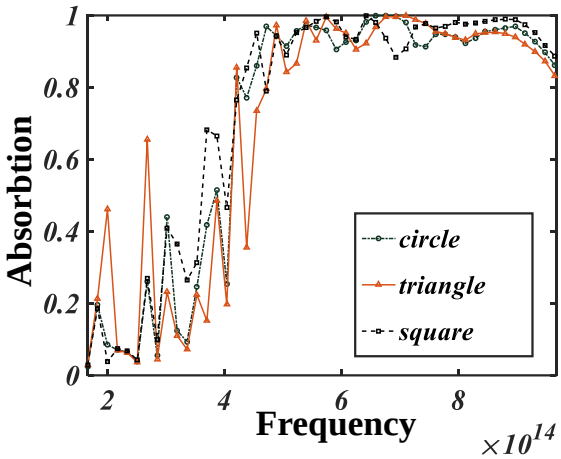


شکل ۵: جذب در سلول خورشیدی با نانوسیم های مورب مثلثی

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد



شکل ۶: جذب در سلول خورشیدی با نانوسیم های مورب مربعی



شکل ۷: مقایسه جذب نوری برای سطح مقطع های مختلف در زاویه شیب ۴۰ درجه.

توجه به نتایج محاسبه شده نشان می دهد که سلول خورشیدی با آرایه نانوسیم مورب با سطح مقطع مربعی، زاویه شیب ۴۰ درجه، قطر نانوسیم ۱۰۰nm و دوره تناوب ۴۰۰nm در فرکانس ۶۴۲ THz به میزان جذبی برابر با ۰/۹۹۸۸ رسیده است و جذب بالاتری در طیف وسیع تری از فرکانس ها نسبت به دو سطح مقطع دایره و مثلث از خود نشان می دهد. شایان ذکر است اگرچه در برخی فرکانس ها سطح مقطع مثلثی جذب بالاتری دارد ولی در یک طیف وسیع فرکانسی جذب پایین تری نسبت به سطح مقطع مربعی ازخود نشان می دهد. به عنوان مثال برای سطح مقطع مثلثی در زاویه ۴۰ درجه، در فرکانس ۶۴۲ THz جذب به ۱ و برای سطح مقطع دایره ای در زاویه ۴۰ درجه در فرکانس ۶۷۶ THz جذب به ۰/۹۹۹۶۵رسیده است اما در مجموع نانوسیم های مربعی جذب نوری بهتری نشان می دهند.

۵- نتیجه‌گیری

سلول های خورشیدی نانوسیم های مورب با زوایای شیب مختلف و با سه سطح مقطع دایره ای، مربعی و مثلثی توسط روش المان محدود صورت گرفت. نتایج نشان می دهد که برای هر سه سطح مقطع مورد بررسی، میانگین جذب در زاویه ۴۰ درجه بیشتر بوده است. همچنین نانوسیم های مورب با سطح مقطع مربعی نسبت به نانوسیم های با سطح مقطع دایره ای و مثلثی جذب بیشتری از خود نشان دادند. طراحی پیشنهادی برای سلول خورشیدی با آرایه نانوسیم های مورب با سطح مقطع مربعی، زاویه شیب ۴۰ درجه، قطر نانوسیم ۱۰۰nm و دوره تناوب ۴۰۰nm به میزان جذبی برابر با ۰/۹۹۸۸ در فرکانس ۶۴۲ THz رسیده است و جذب بالاتری در طیف وسیع تری از فرکانس ها نسبت به دو سطح مقطع دایره ای و مثلثی از خود نشان داد.

مراجع

[۱] S. Jin, E. Shin, and J. Hong, "TiO2 Nanowire Networks Prepared by Titanium Corrosion and Their Application to Bendable Dye-Sensitized Solar Cells," Nanomaterials, vol. 7, no. 10, 2017.

[۲] S. Limpert et al., "Single-nanowire, low-bandgap hot carrier solar cells with tunable open-circuit voltage," Nanotechnology, vol. 28, no. 43, 2017.

[۳] V. Maryasin, D. Bucci, Q. Rafhay, F. Panicco, J. Michallon, and A. Kaminski-Cachopo, "Technological guidelines for the design of tandem III-V nanowire on Si solar cells from opto-electrical simulations," Solar Energy Materials and Solar Cells, vol. 172, pp. 314-323, 2017.

[٤] D. Mikulik et al., "Conductive-probe atomic force microscopy as a characterization tool for nanowire-based solar cells," Nano Energy, vol. 41, pp. 566-572, 2017.

[٥] Z. H. Yang et al., "Opto-electric investigation for Si/organic heterojunction single-nanowire solar cells," Scientific Reports, vol. 7, 2017.

[٦] M. K. Pathirane, H .H. Khaligh, I. A. Goldthorpe, and W. S. Wong, "Al-doped ZnO/Ag-nanowire Composite Electrodes for Flexible 3-Dimensional Nanowire Solar Cells," Scientific Reports, vol. 7, Aug 2017.

[۷] L. M. Ali and F. A. Abed, "Investigation the absorption efficiency of GaAs/InGaAs nanowire solar cells," Optical Materials, vol. 72, pp. 650-653, 2017.

[۸] J. Jang et al., "Cu(In,Ga)Se-2 thin film solar cells with solution processed silver nanowire composite window layers: Buffer/window junctions and their effects," Solar Energy Materials and Solar Cells, vol. 170, pp. 60-67, 2017.

[۹] J. Ahn, H. Hwang, S. Jeong, and J. Moon, "Metal-Nanowire-Electrode-Based Perovskite Solar Cells: Challenging Issues and New Opportunities," Advanced Energy Materials ,vol. 7, no. 15, 2017.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

اندازه گیری ضرایب اپتیکی خطی و غیرخطی صفحات اکسید روی رشد یافته به روش الکتروشیمی

عباس قاسم‌پور اردکانی، فاطمه کشاورز نسب، نیلوفر صادقی، مجتبی ابراهیمی رزگله، عبدالناصر ذاکری

شیراز، دانشگاه شیراز، بخش فیزیک

چکیده – در این مقاله، صفحات اکسید روی به روش الکتروشیمی بر روی یک زیر لایه از جنس *FTO* رشد داده می شوند. ضرایب اپتیک غیر خطی این صفحات با استفاده از روش جاروب *z* اندازه گیری می شود. در این روش از لیزر *Nd-YAG* پیوسته با طول موج ۵۳۲ نانومتر به عنوان چشمه تابشی استفاده شده است. نتایج تجربی ما نشان می دهد که صفحات *ZnO* دارای ضریب شکست غیر خطی مثبت بوده و از خود پدیده‌ی غیر خطی خود کانونی نشان می دهند. همچنین نتایج جاروب *z* نشان می دهد که صفحات *ZnO* رشد داده شده در این مقاله دارای جذب اشباع می باشند. در نهایت با استفاده از ضریب شکست غیر خطی و ضریب جذب غیر خطی، پذیرفتاری غیر خطی برای صفحات اکسید روی بدست می آید.

کلید واژه- صفحات اکسید روی، روش الکتروشیمی، روش جاروب z، خواص اپتیک غیر خطی.

Measurement of linear and nonlinear optical properties of Zinc Oxide sheets grown by electrochemical deposition method

Abbas Ghasempour Ardakani, Fatemeh Keshavarznasab, Niloofar Sadeghi, Mojtaba Ebrahimi, Abdolnaser Zakery

Physics Department, Shiraz University, Shiraz, Iran

Abstract- In this paper zinc oxide sheets are grown on a FTO substrate using electrochemical method. The nonlinear optical coefficients of these sheets are determined using the z-scan technique. In this method, a cw Nd-YAG laser with wavelength of 532 nm is applied as the radiation source. Our experimental results indicate that the ZnO sheets have positive nonlinear refractive index and exhibit the nonlinear self-focusing phenomenon. Furthermore, the z-scan results reveal that ZnO sheets grown in this paper possess saturated absorption. Finally, the third order nonlinear susceptibility is obtained for ZnO sheets by using the measured nonlinear refractive index and nonlinear absorption coefficient.

Keywords: zinc oxide sheets, electrochemical method, z-scan technique, nonlinear optical properties.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

اکسید روی یک ساختار شش گوشهٔ پایدار و یک ترکیب نیمه رسانا است که دارای گاف نواری 3.4 eV است. همچنین داشتن ویژگی‌های قابل توجه دیگر از جمله: پیزوالکتریک بودن، پایداری مکانیکی، فراوانی و غیره منجر شده تا این ترکیب کاربردهای فراوانی در ابزارهای نوری، حسگرهای گازی، الکترونیک نوری و سلول خورشیدی داشته باشد. سنتز نانوساختارهای ZnO با روش‌های مختلفی از جمله: الکتروشیمیایی، اسپاترینگ، سل ژل و هیدروترمال انجام می‌شود. پرادهان و همکارانش در سال ۲۰۰۸ نانو ساختارهای یک بعدی و دوبعدی اکسید روی را به روش الکتروشیمیایی رشد دادند [۱]. همچنین در سال ۲۰۰۴ نانوصفحات اکسید روی را به روش الکتروشیمیایی رشد داده شد. [۲].

در سال‌های اخیر تعیین خواص نوری غیر خطی مواد به دلیل اهمیت بالا و کاربردهای فراوان آنها از جمله در سنسورها، سوئیچ ها و محدود کننده‌های نوری مورد توجه زیادی قرار گرفته است،که ZnO یکی از موادی است که از خواص نوری غیر خطی بالایی برخوردار است.

ژانگ و همکارش در سال ۲۰۰۴ به ساخت و بررسی نانو ساختارهای اکسید روی با روش جاروب z پرداختند [۳]. همچنین هریپادمان و همکارانش در سال ۲۰۱۲ با استفاده از روش جاروب z به مطالعه خاصیت محدودکنندگی نوری nanotop های اکسید روی پرداختند [۴].

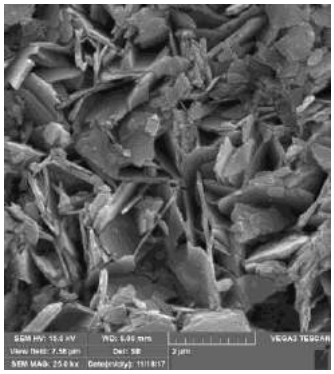
اپتیک غیر خطی به بررسی برهم کنش نور شدید با ماده که منجر به تغییر خواص نوری آن می‌شود، می‌پردازد. از جمله پارامترهایی که می‌توان با اندازه‌گیری آنها خواص نوری غیر خطی ماده را تشخیص داد، ضریب شکست غیرخطی (n_2) و ضریب جذب غیر خطی (β) است. روش های مختلفی برای اندازه گیری این ضرایب وجود دارد که از جمله آنها می‌توان به روش جاروب Z، تداخل غیر خطی، ترکیب چهار موج تبهگن، اعوجاج پرتو و . . . اشاره کرد. روش جاروب Z توسط شیخ بهایی و همکارانش در سال ۱۹۸۹بر پایهٔ خود کانونی شدن پرتو توسعه داده شد [۵]. در این روش نمونه در مقابل یک پرتو لیزری که توسط عدسی کانونی شده قرار می‌گیرد. با جابجا کردن نمونه در امتداد محور کانونی شدن پرتوی لیزر، به دلیل تغییر شدت فرودی آن، نمونه مانند یک عدسی وابسته به شدت رفتار می‌کند. اگر در فاصلهٔ دور از نمونه یک روزنه کوچک قرار داده شود، تغییر در توزیع شدت در صفحهٔ شکاف آشکار می‌شود. بنابراین تراگسیلندگی عبوری از روزنه در موقعیت های مختلف نمونه نسبت به روزنه تغییر می‌کند. با رسم نمودار تراگسیلندگی بهنجار برحسب مکان نمونه و برازش آن با نمودار نظری می‌توان ضریب شکست غیر خطی و همچنین در حالتی که روزنه باز باشد می‌توان ضریب جذب غیر خطی ماده را محاسبه کرد.

در سال های اخیر، خواص غیر خطی فیلم ها و نانو ساختار های اکسید روی بررسی و اندازه گیری شده است [۳-۴]. با این وجود، تا آنجا که ما اطلاع داریم گزارشی در مورد اندازه گیری خواص غیر خطی صفحات ZnO منتشر نشده است. در این مقاله، صفحات اکسید روی به روش لایه نشانی الکتروشیمیایی رشد داده می شوند. سپس با استفاده از روش جاررب z، ضریب شکست غیر خطی، ضریب جذب غیر خطی و پذیرفتاری مرتبه‌ی سوم برای این صفحات اندازه گیری خواهد شد.

۲- روش رشد صفحات اکسید روی

لایه نشانی الکتروشیمی در دمای ۷۰ درجه‌ی سانتیگراد و پتانسیل ۱/۱- ولت نسبت به پتانسیل الکترود کلرید جیوه اشباع انجام می‌شود. از یک شیشه که بر روی آن لایه‌ی نازک اکسید قلع آلاییده به فلور (FTO) لایه نشانی شده است، به عنوان الکترود کار و شمارنده در یک سلول سه الکترودی استفاده می‌کنیم. بسته به زمان رشد و غلظت محلول نیترات روی، اندازه و شکل این صفحات تغییر می‌کند. در این مقاله، زمان رشد را ثابت و برابر با ۳ دقیقه در نظر می‌گیریم از ۲۰ میلی‌لیتر محلول آبی ۰/۱ مولار کلرید پتاسیم و غلظت ۰/۰۶ مولار نیترات روی به عنوان الکترولیت در سلول سه الکترودی استفاده می‌کنیم. لایه نشانی توسط دستگاه پتانسیو استات انجام می‌شود. سپس نمونه‌ی آماده شده را به مدت یک ساعت در هوا در دمای ۲۰۰ درجه‌ی سانتیگراد حرارت می‌دهیم.

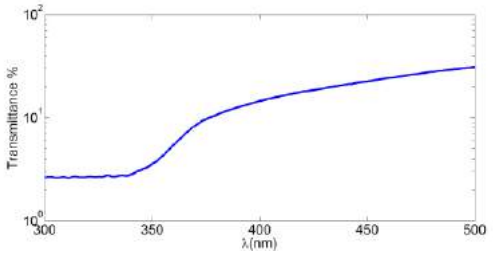
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد



شکل ۱: تصویر SEM از نانو صفحات ZnO رشد یافته با استفاده از روش الکتروشیمی. خط مقیاس ۲ میکرون است.

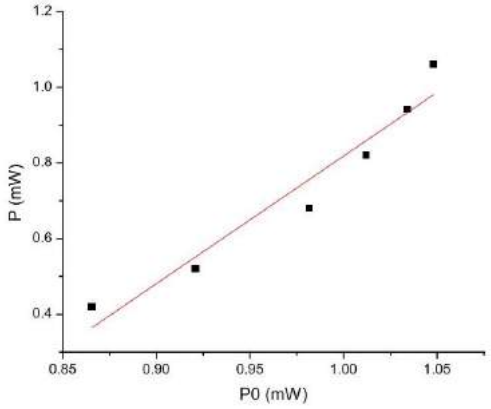
۳- بحث و نتایج آزمایش

شکل۱ تصویر میکروسکوپ الکترونی (SEM) مربوط به ساختار رشد یافته صفحات ZnO نشان داده شده است. تصویر SEM نشان می‌دهد که صفحات ZnO با اندازه و جهت گیری‌های مختلف رشد یافته‌اند. میانگین اندازه این صفحات دو میکرون است. شکل ۲، طیف عبوری از ساختار رشد یافته در بازه‌ی طول موجی ۳۰۰ تا ۵۰۰ نانومتر نشان داده شده است.



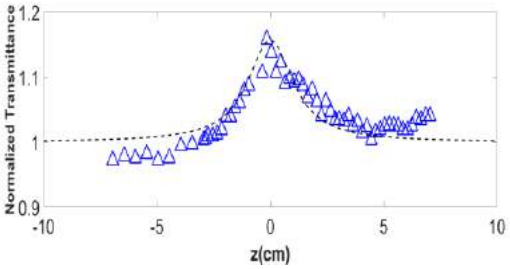
شکل ۲: منحنی طیف عبور برای صفحات اکسید روی.

با بررسی شکل به این نتیجه می‌رسیم که لبه‌ی جذب در طول موج ۳۷۳ نانومتر قرار دارد و برای طول موج های کمتر از لبه‌ی جذب، نور فرودی به شدت جذب خواهد شد. مقدار لبه ی جذب بدست آمده ار مقدار طول موج لبه‌ی جذب ZnO توده کمتر است که این امر به علت کوچک بودن اندازه صفحات اکسید روی است. شکل ۳ نمودار توان ورودی برحسب توان خروجی ماده را نشان می‌دهد. با برازش این داده ها با رابطه ی بیر مقدار جذب خطی نمونه بدست می‌آید که مقدار آن در جدول۱ آورده شده است.



شکل ۳: منحنی توان خروجی برحسب توان ورودی برای صفحات ZnO.

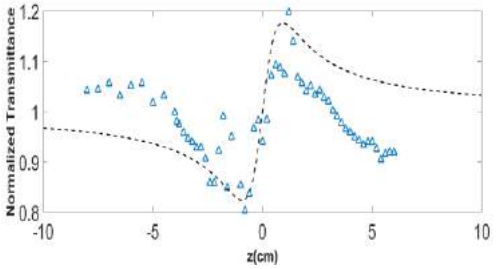
شکل۴ نمودار روزنه باز جاروب z را در توان ۴۰ میلی‌وات نشان می‌دهد نقاط نتایج تجربی و منحنی خط چین برازش تئوری را نشان می‌دهد. قله نشان داده شده در نمودار جاروب z نشان دهنده جذب غیرخطی منفی است که این ناشی از جذب اشباع غیرخطی بزرگ در نمونه است. با استفاده از منحنی برازش شده مقادیر ضریب جذب غیرخطی و همچنین شدت اشباع بدست آمد [۶]. که مقادیر آن در جدول ۱ آمده است.



شکل ۴ : نمودار جاروب z روزنه باز نانو صفحات ZnO را نشان می-دهد. نمودار نقطه چین مقدار تئوری و نقاط مثلثی مقادیر بدست آمده از آزمایش را نشان می‌دهند.

شکل۵ نمودار روزنه بسته جاروب z را نشان می‌دهد. وجود دره قبل از قله در نمودار نشان دهنده این موضوع است که ضریب شکست غیرخطی نمونه مثبت است و پدیده خودکانونی در این نمونه مشاهده می‌شود. به عبارت دیگر نمونه مانند یک عدسی مثبت وابسته به شدت عمل می‌کند. با برازش داده های تجربی نمونه شکل ۵ با تئوری [۵] مقدار ضریب شکست غیرخطی از مرتبه (cm^2/W) 10^{-10} به دست می‌آید که این امر مکانیزم جذب اشباع اتمی را نشان می‌دهد [۷].

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد



شکل ۵: نمودار جاروب z روزنه بسته را نشان می‌هد نقاط داده های بدست آمده از آزمایش و نمودار خط چین مقدار بدست آمده از تئوری آزمایش را نشان می‌دهد

با استفاده از مقدار ضریب شکست غیر خطی و ضریب جذب غیرخطی که به ترتیب متناسب با قسمت حقیقی و موهومی پذیرفتاری مرتبه سوم هستند می توان بر اساس رابطه ۱ پذیرفتاری اپتیکی مرتبه سوم نانو صفحات ZnO بدست آورده شد. قدر مطلق پذیرفتاری مرتبه‌ی سوم در جدول ۱ نشان داده شده است.

$$\mathrm{Im}(\chi^{(3)})\ (\mathrm{esu}) = 10^{-2}\varepsilon_0 c^2 n_0^2\,\lambda\beta\left(\frac{cm}{w}\right)\Big/_{4\pi^2}$$

$$\mathrm{Re}(\chi^{(3)})(\mathrm{esu}) = 10^{-2}\varepsilon_0 c^2 n_0^2\, n_2\left(\frac{cm^2}{w}\right)\Big/_{\pi} \qquad (۱)$$

جدول۱: ضرایب اپتیک خطی و غیرخطی نانو صفحات ZnO.

I_0 (W/cm^2)	n_2 (cm^2/W)	β (cm/W)	I_s (W/cm^2)	α (cm^{-1})	$\lvert\chi^{(3)}\rvert$
807	8.192×10^{-9}	0.0011	1645	2.2	1.47×10^{-6}

بنابراین صفحات ZnO رشد داده شده در این مقاله دارای خواص اپتیک غیرخطی بزرگ هستند که موجب می‌شود در سوییچ های نوری، موجبرهای غیر خطی، تراشه‌های دو پایدار، پردازش سیگنال‌های اپتیکی، تولید هارمونیک دوم و سوم مورد استفاده قرار گیرند. علاوه بر این، ZnO با توجه به اینکه از گاف انرژی بالایی برخوردار است، دارای آستانه‌ی تخریب بالایی تحت تابش‌های لیزری می‌باشد. همچنین با توجه به اینکه اندازه‌ی صفحات اکسید روی، با تغییر زمان رشد قابل کنترل هستند، انتظار می‌رود که با تغییر اندازه‌ی صفحات بتوان ضرایب غیر خطی صفحات را کنترل کرد. در ضمن رشد آسان صفحات ZnO ، امکان آلاییدن آنها با مواد مختلف، پایداری مکانیکی و شیمیایی بالای آنها و غیر سمی بودن آنها نیز موجب می‌شود که این نانوساختار کاندیدای مناسبی برای کاربرد در تراشه-هایی باشد که بر اساس اثرات غیر خطی کار می‌کنند.

۴- نتیجه‌گیری

در ابتدا، در این مقاله نانو صفحات ZnO با استفاده از روش الکتروشیمیایی رشد داده شد. سپس با استفاده از یک لیزر Nd-YAG پیوسته با توان ۴۰ میلی‌وات با استفاده از تکنیک جاروب Z خواص غیر خطی این صفحات اندازه گیری شد. اندازه ضریب شکست غیرخطی نمونه از مرتبه 10^{-10} (cm^2/W) بدست آمد که نشان دهنده جذب اشباع اتمی در نمونه است. همچنین با استفاده از نمودار جاروب Z روزنه باز، ضریب جذب غیرخطی محاسبه شد. که ضریب جذب غیرخطی نیز جذب اشباع را نشان می‌دهد. خواص غیرخطی بالای ZnO موجب می‌شود که این ماده کاندیدای مناسبی برای سوئچ های نوری و قفل شدگی مد باشد.

مراجع

[1] Pradhan, Debabrata, and Kam Tong Leung. "Controlled growth of two-dimensional and one-dimensional ZnO nanostructures on indium tin oxide coated glass by direct electrodeposition." *Langmuir* 24.17 (2008): 9707-9716.

[2] Illy, B., et al. "Electrochemical growth of ZnO nanoplates." *Nanotechnology* 16.2 (2005): 320.

[3] Zhang, Lei Z., and Guo-Qing Tang. "Preparation, characterization and optical properties of nanostructured ZnO thin films." *Optical Materials* 27.2 (2004): 217-220.

[4] Haripadmam, P. C., et al. "Optical limiting studies of ZnO nanotops and its polymer nanocomposite films." *Applied Physics Letters* 101.7 (2012): 071103.

[5] Sheik-Bahae, M., Said, A.A., Wei, T.H., Hagan, D.J. and Van Stryland, E.W., 1990. Sensitive measurement of optical nonlinearities using a single beam. IEEE journal of quantum electronics, 26(4), pp.760-769.

[6] M. Ebrahimi, A. Zakery, M. Karimipour, M. Molaei, "Nonlinear optical properties and optical limiting measurements of graphene Oxide-Ag@TiO2 compounds," Optical materials, vol.57, pp.146-152, 2016.

[7] R. W. Boyd, Nonlinear optics. Academic press, 2003.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

مطالعه همگنی و همسانگردی نمونه‌های شفاف با ترکیب تداخل‌سنج رانکی-تالبوت و تکنیک ماره

عباس توسلی، خسرو حسنی

تهران، خیابان کارگر شمالی، دانشگاه تهران، دانشکده فیزیک

در این مقاله با ترکیب تداخل سنج رانکی-تالبوت و تکنیک ماره روشی برای مطالعه میزان همگنی و همسانگردی مواد شفاف ارائه می‌شود. وجود یک توری رانکی در محل خود-تصویر تداخل‌سنج رانکی-تالبوت باعث مشاهده فریزهای ماره می‌گردد که ویژگی بزرگنمایی آن امکان ثبت تغییرات کوچک در جبهه موج عبوری از ماده شفاف را افزایش می‌دهد. نقش فریزهای ماره با کمک برنامه‌های مناسب تحلیل شده و ناهمگنی و ناهمسانگردی در بردار ماره با تفکیک فضایی ۱۰۰ میکرومتر قابل اندازه‌گیری است.

کلید واژه- تداخل‌سنجی رانکی-تالبوت، تداخل‌سنجی تالبوت-ماره، بهینه‌سازی فریزهای ماره،پردازش فریزهای ماره، همگنی مواد شفاف.

Investigating The Homogeneity and Isotropy in Transparent Samples by Combining The Ronchi-Talbot Interfrometer and Moiré Effect

Abas Tavasoli, Khosrow Hassani

Department of Physics, University of Tehran, Kargar Shomali Avenue, Tehran, Iran 14395-547

Abstract- In this paper we use the combination of a Ronchi-Talbot grating interferometer with Moiré effect to investigate homogeneity and isotropy in transparent materials. A Ronchi grating is placed at the self-imaging position of the Ronchi-Talbot interferometer, and the magnifying property of the Moiré effect, helps to observe variations in the light wavefront passing through the sample. We use proper codes to analyze the Moiré fringes. The spatial resolution of our method is as small as 100 micrometer in Moiré wave vector.

Keywords: Ronchi-Talbot Interferometry, Talbot-Moiré Interferometry, Moiré Pattern Optimization, Moiré Pattern Processing, Homogenous in Transparent Material.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

تداخل‌سنجی رانکی-تالبوت روشی قدرتمند و ساده برای مطالعه دامنه تغییرات جابجایی می‌باشد. چرا که باریکه‌های تداخلی از یک مسیر مشترک عبور می‌کنند. بنابراین اختلاف راه نوری وجود ندارد.

پدیده تالبوت اولین بار توسط هنری فاکس تالبوت در سال ۱۸۳۶ میلادی دیده شد [۱]. پدیده ماره توسط چینی‌ها در زمان باستان برای خلق پدیده ماره در لباس های ابریشمی استفاده می‌شد [۲]. هرچند تحقیقات علمی مدرن در این زمینه در نیمه دوم قرن ۱۹ میلادی توسط پیشگامان آن، از جمله ریلی، شروع شد. پدیده ماره در سال ۱۷۸۱ برای بررسی عیوب توری‌های پراش توسط لرد ریلی مورد استفاده قرار گرفت و برای اولین بار فرمول‌بندی شد [۳].

۲- مبانی نظری

ترکیب دو روش تالبوت و ماره، روشی دقیق برای مطالعه ناهمگنی در مواد شفاف فراهم می‌کند.

۲-۱- اثر تالبوت

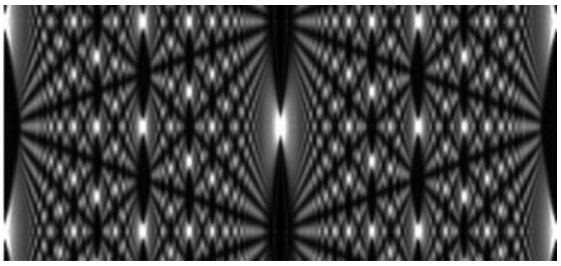
هنگامی که یک باریکه نور همدوس از یک الگوی متناوب عبور کند، در فاصله‌های مشخص از این الگو، خود-تصویر ایجاد می‌شود. شکل ۱ اثر تالبوت را نشان می‌دهد. این الگوی پراش، می‌تواند یک بعدی باشد، مانند توری رانکی، و یا دو بعدی باشد، مانند شبکه‌های منظم. برای یک چشمه گاوسی، محل تشکیل خود-تصویر، Z_G، از رابطه زیر بدست می‌آید [۳]:

$$Z_G = 2m\frac{d^2}{\lambda}\left(\frac{w_z}{w_0}\right)^2 \qquad (۱)$$

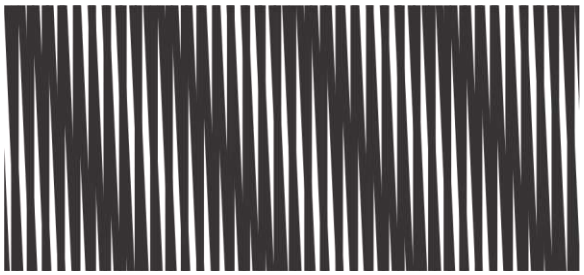
که در آن w_0 شعاع اولیه کمر باریکه گاوسی و $w_z = w_0\sqrt{1+\left(\lambda z/\pi w_0^2\right)^2}$ شعاع کمر باریکه گاوسی در صفحه مشاهده می‌باشد.

۲-۲- طرح ماره

طرح ماره هنگامی اتفاق می‌افتد که ساختارهای متناوب برهم‌نهی داشته باشند. طرح ماره شامل الگوهای متناوب با منطقه‌های تیره و روشن می‌باشد. شکل ۲ طرح ماره را نشان می‌دهد. به دلیل حساسیت زیاد نقش ماره به جابجایی، تغییر یا اعوجاج ناچیز در توری‌های اصلی، این پدیده کاربردهای بسیار وسیعی در زمینه‌های مختلف پیدا کرده است. برای مثال، با آنالیز تغییر شکل ماره، تشخیص انحراف جزئی یا تغییر شکل نمونه امکان‌پذیر می‌شود. از روش انحراف‌سنجی ماره، برای اندازه‌گیری تغییرات بسیار کوچک زاویه، جابجایی یا حرکت استفاده می‌شود [۲].



شکل ۱: اثر تالبوت



شکل 2: اثر ماره

یک توری خطی را با بردار زیر نمایش می‌دهیم:

$$\vec{k} = 2\pi\hat{k}/q \qquad (۲)$$

که q گام توری و $\hat{k}$ بردار یکه عمود بر خطوط توری هستند. برای فرمول‌بندی نقش ماره روش‌های مختلفی بکار رفته است که معروفترین آنها روش هندسی [۴] و روش تبدیل فوریه [۵] است. همچنین اخیرا فرمول‌بندی جدیدی در زمینه نقش ماره ارائه شده است [۶]. این متد، فریزهای ماره تشکیل شده از بر هم نهی یک توری معلوم و یک توری مجهول با تغییرات بسیار آرام پارامترها را بررسی می‌کند.

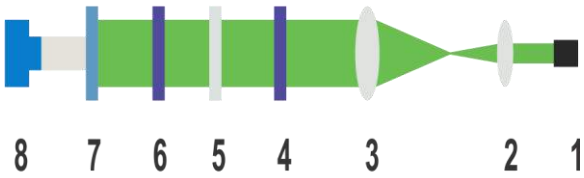
اگر یکی از توری‌ها به هر دلیلی دچار تغییر شود با تداخل‌سنج تالبوت-ماره قابل اندازه‌گیری می‌باشد. عیوب مذکور ممکن است در فرآیند ساخت توری‌ها، تصویرسازی یک الگو روی الگوی دیگر، تنش و یا تغییرات دمایی اتفاق

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

بیافتد.

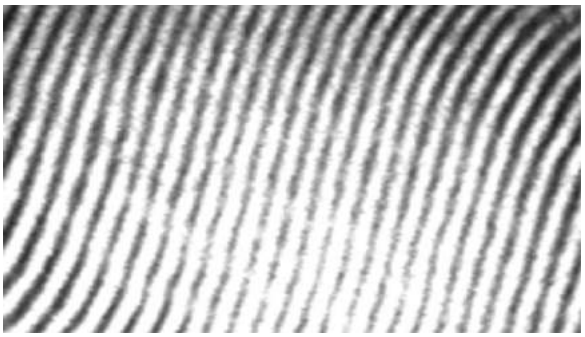
۳- کارهای تجربی

در این پژوهش دو پدیده با یکدیگر تلفیق می‌شود، اثر تالبوت و ماره. شکل ۳ چیدمان آزمایش تالبوت-ماره را نشان می‌دهد. اجزای شکل ۳ از ۱ تا 8 به ترتیب عبارتند از: لیزردیودی سبز، عدسی اول،عدسی دوم، توری رانکی اول، نمونه، توری رانکی دوم، پرده مشاهده، دروبین. ابتدا فریزهای ماره بدون قرار دادن نمونه ثبت می‌شوند. با قرارگیری نمونه اپتیکی در چیدمان، جهت بردار فریزهای ماره تغییر می‌کند.



شکل ۳: چیدمان آزمایش تالبوت-ماره.

هدف این مقاله اندازه‌گیری تغییرات حاصل از عبور نور از نمونه می‌باشد. برای این منظور نمونه بین دو توری قرار می‌گیرد. شکل ۴ تصویر ماره حاصل از قرارگیری نمونه را نشان می‌دهد.

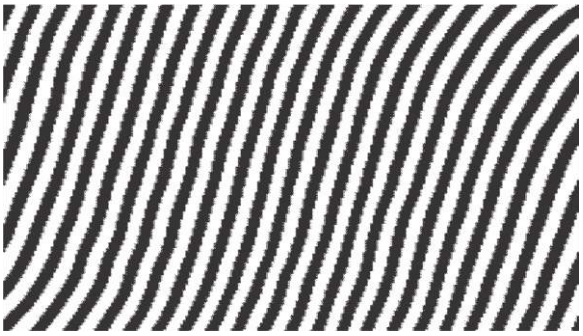


شکل ۴: فریزهای ماره از آزمایش بدون نمونه

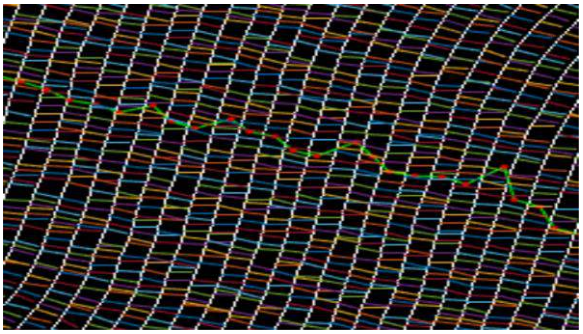
۳-۱- برنامه ماره-یاب

تصویر بدست آمده در مرحله قبل، از کیفیت مناسب برخوردار نمی‌باشد. بنابراین بهینه‌سازی می‌شود. شکل ۵ تصویر بهینه‌سازی شده خطوط ماره را نشان می‌دهد.

برای یافتن بردار فریزهای ماره از برنامه ماره-یاب استفاده شد. این برنامه رد فریزها را تشخیص می‌دهد و گرادیان آنها را محاسبه می‌کند. همچنین مولفه‌های گرادیان این خطوط را مشخص می‌کند. سپس در راستای گرادیان هر خط حرکت می‌کند تا زمانیکه به خط بعد برسد. تعداد پیکسل‌های موجود بین هر دو خط فریز را در ماتریس گام فریزهای ماره ذخیره می‌کند. شکل ۶ رد و بردار فریزهای ماره بدون قرار گرفتن نمونه را نشان می‌دهد.

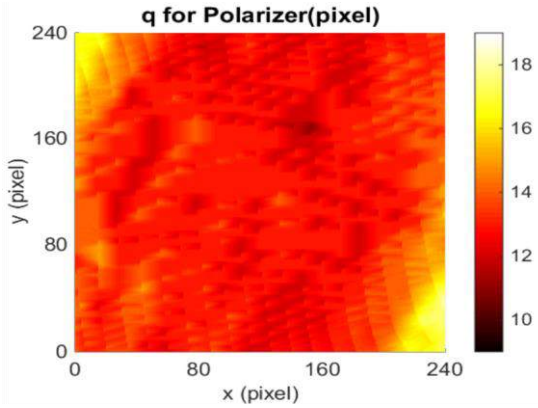


شکل ۵: نتیجه اعمال برنامه بهینه‌ساز



شکل ۶: رد و بردار فریزهای ماره بدون نمونه

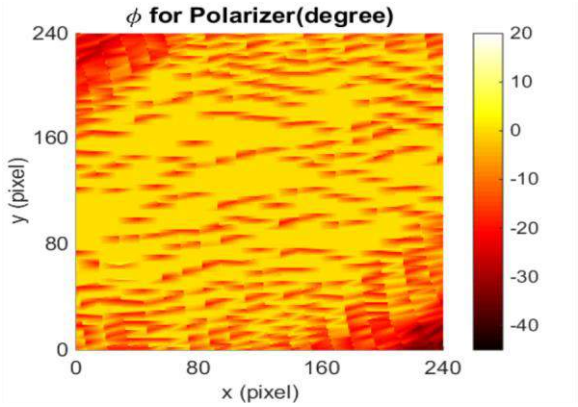
شکل ۷ نمایش سه بعدی گام فریزهای ماره‌ی را نشان می‌دهد.



شکل ۷: گام فریزهای ماره بدون نمونه

با تقسیم مولفه‌های بردار فریزهای ماره بر هم، ماتریس زاویه بردار فریزهای ماره بدست می‌آید. شکل ۸ نمایش سه بعدی زاویه بردار فریزهای ماره بدون قرار گرفتن نمونه را نشان می‌دهد.

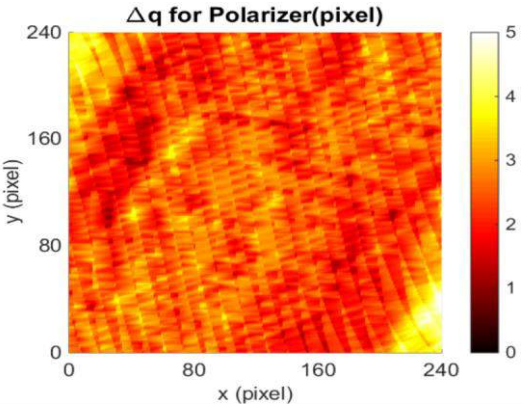
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد



شکل ۸: زاویه بردار فریزهای ماره بدون نمونه

۴- نتایج

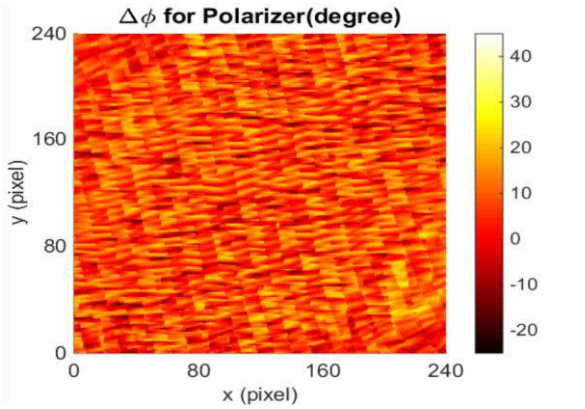
آزمایش روی نمونه‌های شیشه، پلکسی، شیشه اسلاید و قطبشگر پلاروید انجام می‌شود. با استفاده از برنامه ماره-یاب تغییرات گام فریزهای ماره مشخص می‌شود. شکل ۹ نمایش سه بعدی تغییرات زاویه بردار فریزهای ماره‌ی ناشی از قطبشگر پلاروید را نشان می‌دهد. نواحی تیره بیانگر تغییر کم زاویه بردار و نواحی روشن بیانگر تغییر زیاد زاویه بردار است. بدین ترتیب نواحی تیره همسانگردتر از نواحی روشن است. شکل ۱۰ نمایش سه بعدی تغییرات گام فریزهای ماره‌ی ناشی از قطبشگر پلاروید را نشان می‌دهد. نواحی تیره بیانگر تغییر کم گام و نواحی روشن بیانگر تغییر زیاد گام است. بدین ترتیب نواحی تیره همگن‌تر از نواحی روشن است.



شکل ۹: تغییرات گام فریزهای ماره برای نمونه قطبشگر پلاروید

۵- نتیجه‌گیری

در این مقاله همگنی و همسانگردی مواد شفاف مورد بررسی قرار گرفت و روشی برای تعیین ناهمگنی و ناهمسانگردی در نقاط مختلف مواد با تفکیک فضایی به اندازه ۱۰۰ میکرومتر ارائه شد. از این روش برای طبقه‌بندی همگنی و همسانگردی مواد شفاف در کاربردهای عملی می‌توان استفاده کرد.



شکل ۱۰: تغییرات زاویه بردار فریزهای ماره برای قطبشگر پلاروید

سپاسگزاری

نویسندگان مقاله از راهنمایی‌های ارزشمند آقای دکتر محمد تقی توسلی در انجام این پروژه قدردانی می‌کنند.

مراجع

[1] J. M. Cowley, Diffraction physics. Elsevier, 1995.
[2] J. M. Cowley and A. F. Moodie, “Fourier Images: II-The Out-of-focus Patterns,” Proceedings of the Physical Society. Section B, vol. 70, no. 5, p. 497, 1957.
[3] J. Wen, Y. Zhang, and M. Xiao, “The Talbot effect: recent advances in classical optics, nonlinear optics, and quantum optics,” Advances in Optics and Photonics, vol. 5, no. 1, pp. 83–130, 2013.
[4] K. Patorski, Handbook of the moiré fringe technique. Elsevier Science, 1993.
[5] M. Abolhassani, “Formulation of moiré fringes based on spatial averaging,” Optik-International Journal for Light and Electron Optics, vol. 122, no. 6, pp. 510–513, 2011.
[6] M. T. Tavassoly and K. Samavati, “Formulation of the moiré fringes formed by superimposing linear gratings with slowly varying parameters,” Applied Optics, vol. 53, no. 28, pp. 6612–6618, 2014.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

طراحی و شبیه‌سازی یک مدولاتور الکترواپتیکی غیر حساس به قطبش برپایه گرافن تک‌لایه

محمد نجفی حاجی‌ور، محمود حسینی فرزاد

بخش فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه شیراز

چکیده –در این مقاله یک ساختار جدید برای بهبود عملکرد مدولاتورهای گرافنی پیشنهاد شده است. عملکرد مدولاتورهای گرافنی ساخته شده تاکنون، به قطبش نور فرودی وابسته است؛ به طوری که این مدولاتورها قطبش *TM* را بهتر از قطبش *TE* مدوله‌سازی می‌کنند. مسئول این اختلاف عملکرد ناهمسانگردی گرافن است، که باعث شده است که عملکرد مدولاتورهای رایج شدیدا به قطبش وابسته باشد. در این مقاله با افزودن یک لایه گرافن به دیواره موجبر، علاوه بر گرافن موجود در سقف موجبر، وابستگی عملکرد مدولاتور به قطبش تا حد زیادی از بین رفته است. نتایج شبیه‌سازی حاکی از آن است که علاوه بر از بین رفتن حساسیت مدولاتور به قطبش نور، عملکرد کلی مدولاتور نیز تا حد قابل ملاحظه‌ای بهبود یافته است.

کلید واژه- گرافن، مدولاتور گرافنی، حساس به قطبش، گذردهی الکتریکی ناهمسانگرد

Designing and Simulation of a Polarization Insensitive Electro-optic Modulator based on Monolayer Graphene

Mohamad Najafi Hajivar[1] and Mahmood Hosseini- Farzad[1]

[1] Department of Physics, College of Science, Shiraz University

Abstract- In this paper, a new structure is proposed to improve the performance of graphene modulators. The performance of the graphene modulators has generated so far depends on the polarization of incident light, so that these modulators modulate TM polarization better than the TE polarization. Responsible for this performance difference is the anisotropy of graphene, which has caused the performance of the common modulators is strongly dependent on polarization. In this paper by adding a graphene layer to the waveguide side-wall, in addition to graphene existing in the top of waveguide, Performance dependency of the modulator to polarization has greatly disappeared. The simulation results indicate that, in addition to eliminating the sensitivity of the modulator to the polarization of light, the overall performance of the modulator has also been significantly improved.

Keywords: graphene, graphene modulator, polarization sensitive, anisotropic electric permittivity

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

در سال‌های اخیر مواد دوبعدی مورد توجه بسیاری از محققان حوزه الکترواپتیک قرار گرفته‌اند، از آن جمله می‌توان به گرافن، چالکوجناید و فسفر سیاه اشاره کرد. این مواد برای دستیابی به ابزارهای نوری با ویژگی‌های منحصربه‌فرد، بسیار نویدبخش هستند. در بین این مواد، گرافن برای طراحی و ساخت مدولاتورهای الکترواپتیکی با ویژگی‌هایی نظیر سرعت بالا، توان مصرفی بسیار کم و ... مناسب به نظر می‌رسد [۱]. ویژگی‌های منحصربه‌فرد گرافن که آن را به گزینه‌ای بسیار جذاب برای کاربردهای الکترواپتیکی تبدیل کرده است، به طور خلاصه بدین شرح است: ۱- کوک‌پذیری؛ بدین معنی که با تغییر چگالی حامل‌های گرافن می‌توان قسمت حقیقی و موهومی گذردهی الکتریکی آن را به طور قابل ملاحظه‌ای تغییر داد. چگالی حامل‌های گرافن را می‌توان با اعما ولتاژ یا یا تاباندن نور تغییر داد. ۲- سرعت بالای پاسخ گرافن، ۳- طیف پهن ویژگی‌های گرافن، مثلا جذب آن در پهنای طیفی وسیعی یکسان است. ۴- سازگاری با ساختارهای CMOS [۳-۵].

علی‌رغم همه ویژگی‌های مطلوب مذکور، مدولاتورهای ساخته شده برپایه گرافن تاکنون، یک عیب بسیار مهم دارند و آن این است که این مدولاتورها شدیدا به قطبش نور حساس هستند. به عبارت ساده‌تر مدولاتورهای ساخته شده بر پایه گرافن، دو قطبش TE و TM را مانند هم مدوله‌سازی نمی‌کنند و عملکرد آن‌ها برای این دو نوع قطبش تفاوت آشکاری دارد[۳و۴].

مسئول مستقیم این اختلاف عملکرد، ناهمسانگردی گرافن است. به طور کلی گرافن یک ماده ناهسانگرد است و این ناهمسانگردی یک ویژگی ذاتی گرافن است. گرافن یک آرایه دوبعدی از اتم‌های کربن است که در یک ساختار لانه زنبوری در کنار هم قرار گرفته‌اند. هر اتم کربن با سه اتم کربن پیوند دارد و یک الکترون آزاد دارد. الکترون‌های آزاد گرافن در صفحه گرافن دارای تحرک‌پذیری بسیار زیاد و در راستای عمود بر صفحه گرافن، دارای تحرک‌پذیری بسیار کم هستند. بنابراین ویژگی‌های گرافن مثلا گذردهی الکتریکی آن در صفحه گرافن، با همتای خود در جهت عمود بر صفحه گرافن تفاوت بسیار زیادی دارند. در جهت صفحه، گرافن مانند یک فلز، البته با ویژگی جالب کوک‌پذیری، رفتار می‌کند، این در حالی است که در راستای عمود بر صفحه، گرافن مانند یک دی‌الکتریکی عمل می‌کند[۱].

از آن‌جا که ناهمسانگردی یاد شده یک ویژگی ذاتی گرافن است و نمی‌توان آن را از بین برد و یا تغییر داد، ما در این مقاله یک ساختار جدید برای بهبود عملکرد مدولاتورهای گرافنی و کاهش اختلاف عملکرد این مدولاتورها در دو مد TE و TM معرفی کرده‌ایم که منجر به نتایج بسیار امیدوارکننده‌ای نیز شده است.

۲- گذردهی الکتریکی گرافن

در ابتدا به طور مختصر به بررسی گذردهی الکتریکی گرافن می‌پردازیم. همان‌طور که بیان شد گذردهی گرافن در راستای صفحه آن با همتای خود در راستای عمود بر صحه گرافن کاملا متفاوت است. گذردهی در راستای صفحه را با $\varepsilon_{\parallel}$ و مولفه آن در راستای عمود بر صفحه را با $\varepsilon_{\perp}$ نمایش می‌دهیم[۲].

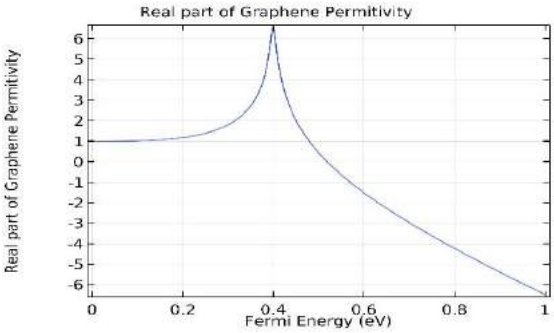
$$\varepsilon_{\parallel}(E_p,E_f)=\varepsilon'(E_p,E_f)+i\varepsilon''(E_p,E_f) \quad (۱)$$

$$\varepsilon'(E_p,E_f)=1+\frac{e^2}{8\pi E_p\varepsilon_0 d}ln\left[\frac{(E_p+2|E_f|)^2+\Gamma^2}{(E_p-2|E_f|)^2+\Gamma^2}\right]- \quad (۲)$$
$$\frac{e^2}{\pi\varepsilon_0 d}\frac{|E_f|}{E_p^2+(1/\tau)^2}$$

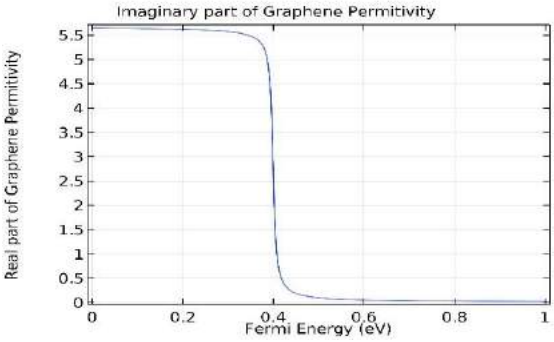
$$\varepsilon''(E_p,E_f)=\frac{e^2}{84E_p\varepsilon_0 d}\Bigg(1+ \quad (۳)$$
$$\frac{1}{\tau}\left[tan^{-1}\left(\frac{E_p-2|E_f|}{\Gamma}\right)-tan^{-1}\left(\frac{E_p+2|E_f|}{\Gamma}\right)\right]\Bigg)+$$
$$\left(\frac{e^2}{\pi\tau E_p\varepsilon_0 d}\frac{|E_f|}{E_p^2+(1/\tau)^2}\right)$$

همان‌طور که مشخص است، ε' قسمت حقیقی و ε'' قسمت موهومی گذردهی می‌باشند که با رهیافت کرامرز-کرونیگ به دست آمده‌اند که در آن‌ها E_p انرژی فوتون فرودی، E_f انرژی فرمی یا همان پتانسیل شیمیایی، d ضخامت لایه گرافن که معمولا آن را در عمل برابر $1\,nm$ اختیار می‌کنند، Γ پهن‌شدگی گذار بین نواری در طیف بازتابی گرافن است که مقدار آن برابر 110 mev (۱۱۰ میلی‌الکترون‌ولت) می‌باشد و $(1/\tau)$ نرخ پراکندگی حامل‌ها است که به خاطر تاثیر ناچیز آن روی ثابت دی‌الکتریک غالبا مقدار آن را برابر صفر قرار می‌دهند. لازم به ذکر است که در روابط بالا هم سهم مربوط به گذارهای بین-نواری هم سهم گذارهای درون-نواری به حساب آمده است. معمولا مقدار $\varepsilon_{\perp}$ را برابر 2.5 در نظر می‌گیرند[۲]. در شکل‌های ۱ و ۲ به ترتیب قسمت حقیقی و موهومی گذردهی الکتریکی گرافن برحسب پتانسیل شیمیایی یا همان انرژی فرمی ترسیم شده‌اند.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد



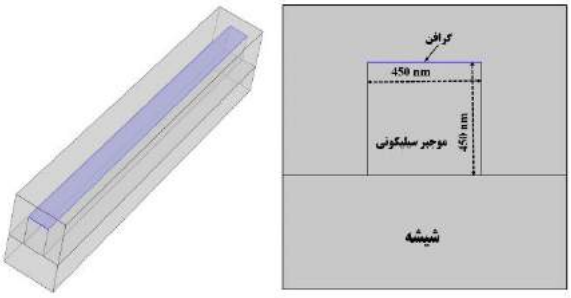
شکل ۱- قسمت حقیقی گذردهی الکتریکی موازی گرافن بر حسب انرژی فرمی در طول موج ۱۵۵۰ نانومتر



شکل ۲- قسمت موهومی گذردهی الکتریکی موازی گرافن بر حسب انرژی فرمی در طول موج ۱۵۵۰ نانومتر

۱-۲- ساختار رایج مدولاتورهای گرافنی

در شکل ۳ ساختار یک مدولاتور گرافنی را به طور شماتیک می‌توان مشاهده کرد. در اینگونه ساختارها گرافن معمولا تنها در بالای یک موجبر سیلیکونی قرار می‌گیرد و با اتصال الکترودهای الکتریکی از جنس‌های مختلف می‌توان سیگنال الکتریکی را به گرافن اعمال کرد[۳].

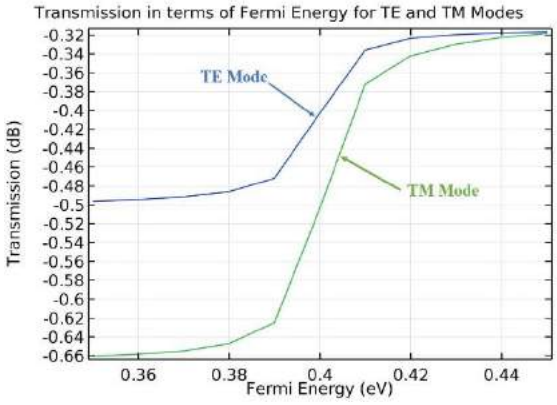


شکل ۳- سمت راست: نمای عرضی از یک نمونه مدولاتور گرافنی که به قطبش حساس است. سمت چپ: ساختار مدولاتور به صورت کلی (راستای انتشار x می‌باشد).

با اعمال سیگنال الکتریکی به گرافن، چگالی حامل‌های آن و در نتیجه انرژی فرمی آن تغییر می‌کند. با تغییر انرژی فرمی گذردهی موازی گرافن دچار تغییر می‌شود که منحنی تغییرات قسمت‌های حقیقی و موهومی آن به ترتیب در شکل‌های ۱ و ۲ نمایش داده شده است. نکته بسیار مهمی که باید حتما به آن توجه شود این است که گذردهی عمودی گرافن با تغییر انرژی فرمی تقریبا هیچ تغییری نمی‌کند، که همان‌طور که بیان شد، این پدیده به دلیل ناهمسانگردی گرافن است. تانسور گذردهی الکتریکی گرافن برای ساختار موجود در شکل ۳ بدین شکل است[۵]:

$$\varepsilon = \begin{pmatrix} \varepsilon_{\parallel} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{\parallel} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{\perp} \end{pmatrix} \qquad (۴)$$

که در آن $\varepsilon_{\parallel}$ از روابط ۱ تا ۳ به دست می‌آید و $\varepsilon_{\perp}$ هم معمولا برابر 2.5 فرض می‌شود. ساختار موجود در شکل ۳ با استفاده از نرم‌افزار کامسول طراحی شد و رفتار آن با تغییر انرژی فرمی برای هر دو مد TE و TM شبیه‌سازی شد. طول ساختار برابر با ۱۰ میکرومتر اختیار شد. با تغییر انرژی فرمی در بازه ۰/۳۵ تا ۰/۴۵ الکترون ولت، مشاهده می‌شود که مدولاسیون هر دو مد انجام می‌شود، بدین معنی که اختلاف قابل ملاحظه‌ای در میزان عبور هر دو مد به وجود می‌آید (شکل ۴). برای درک بهتر حالت ۰/۴۵ الکترون‌ولت را حالت روشن و حالت ۰/۳۵ الکترون‌ولت را حالت خاموش می‌نامیم. اما به وضوح از شکل ۴ پیدا است که عمق مدولاسیون معیاری از میزان مدوله‌سازی است و در اینجا برابر با اختلاف بین دو حالت روشن وخاموش است، برای دو مد تفاوت آشکاری دارد و این یعنی اینکه این ساختار، که یک ساختار رایج در مدولاتورهای گرافنی است، به قطبش حساس است و عملکرد آن برای دو مد قطبش TE و TM کاملا متفاوت است و این یک نقص بزرگ محسوب می‌شود.



شکل ۴- نمودار میزان عبور (بر حسب دسی‌بل) به صورت تابعی از انرژی فرمی برای دو مد قطبش TE و TM

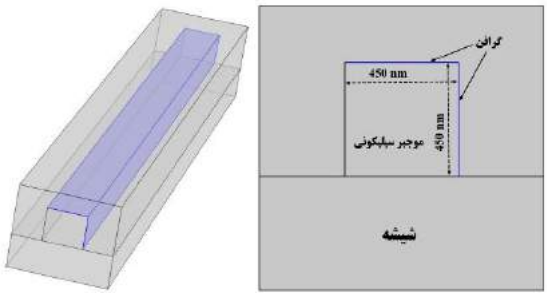
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۲-۲- ساختار پیشنهادی برای از بین بردن حساسیت به قطبش

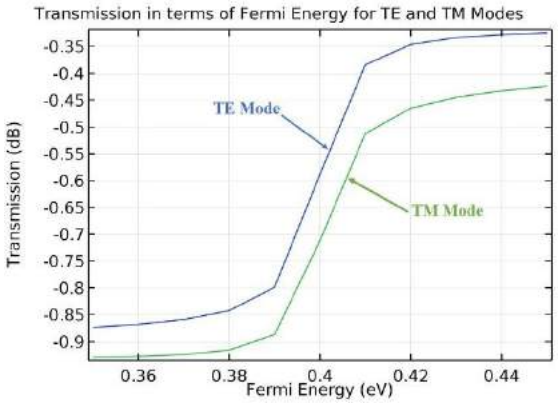
در این مقاله ما یک ساختار جدید برای از بین بردن وابستگی عملکرد مدولاتورهای گرافنی به قطبش پیشنهاد کرده‌ایم. در عمل با قرار دادن یک لایه گرافن اضافی بر روی دیواره گرافن می‌توان این نقص را تا حد زیادی اصلاح کرد. در شکل ۵ نمای عرضی و نمای شماتیک ساختار پیشنهادی نمایش داده شده است. در واقع با برهم زدن تقارن ساختار اختلاف عملکرد آن برای دو مد قطبش کاهش یافته است. تانسور گذردهی الکتریکی برای لایه گرافنی که برروی سقف موجبر قرار گرفته است، همان رابطه ۴ است، اما این تانسور برای لایه گرافنی که روی دیواره قرار دارد از رابطه زیر به دست می‌آید:

$$\varepsilon = \begin{pmatrix} \varepsilon_{\parallel} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{\parallel} \end{pmatrix} \qquad (۵)$$

لازم به ذکر است که این مقاله راستای انتشار موج در موجبر را جهت مثبت x فرض کرده‌ایم. بنابراین جهت عمود بر گرافن روی سقف، محور z و جهت عمود بر گرافن دیواره، محور y می‌باشد. ساختار پیشنهادی باز هم با استفاده از نرم‌افزار کامسول شبیه‌سازی و عملکرد آن برای دو قطبش TE و TM بررسی شده است. نتایج شبیه‌سازی در شکل ۶ آورده شده است. همان‌طور که در این شکل پیدا است، اختلاف عملکرد برای دو قطبش TE و TM تا حد بسیار خوبی کاهش یافته است. در واقع عمق مدولاسیون برای ساختار قبل (ساختار شکل ۳) برای مد TM حدود $0.034\,dB/\mu m$ و برای مد TE حدود $0.018\,dB/\mu m$ بوده است. معنی این اختلاف این است که ساختارهای رایج مد TM را تقریبا دو برابر مد TE مدوله‌سازی می‌کنند.



شکل ۵- سمت راست: نمای عرضی از مدولاتور گرافنی پیشنهادی که به قطبش حساس نمی‌باشد. سمت چپ: ساختار مدولاتور به صورت کلی، که علاوه بر یک لایه گرافن بالای (سقف) موجبر، یک لایه گرافن هم بر روی دیواره موجبر پیشنهاد شده است.



شکل ۶ نمودار میزان عبور (بر حسب دسی‌بل) به صورت تابعی از انرژی فرمی برای دو مد قطبش TE و TM

در ساختار پیشنهادی ما هر دو قطبش تقریبا به یک اندازه مدوله‌سازی می‌شوند. در ساختار پیشنهادی عمق مدولاسیون برای مد TE حدود $0.055\,dB/\mu m$ و برای مد TM حدود $0.051\,dB/\mu m$ به دست آمد، که به وضوح بهبود عملکرد ساختار پیشنهادی را نشان می‌دهد. بنابراین اضافه کردن یک لایه گرافن به دیواره موجبر، حساسیت به قطبش را برای ساختارهای رایج مدولاتورهای گرافنی تا حد زیادی از بین می‌برد. نکته بسیار مهم دیگر این است که افزودن این تک‌لایه گرافن به دیواره موجبر، عملکرد کلی مدولاتور نیز بهبود چشمگیری یافته است، به طوری که عمق مدولاسیون از حدود $0.034\,dB/\mu m$ به حدود $0.051\,dB/\mu m$ افزایش یافته است.

۳- نتیجه‌گیری

نتایج شبیه‌سازی نشان می‌دهد که افزودن یک لایه گرافن به دیواره موجبر، علاوه بر گرافن موجود در سقف موجبر، نه تنها وابستگی عملکرد مدولاتور را به قطبش تا حد زیادی از بین می‌برد، بلکه عملکرد کلی آن را تا حد قابل ملاحظه‌ای بهبود می‌بخشد.

مراجع

[1] Ye, Sheng-Wei, et al. "Polarization-Independent Modulator by Partly Tilted Graphene-Induced Electro-Absorption Effect." *IEEE Photonics Technology Letters* 29, no. 1 (2017): 23-26.

[2] Kim, Jonghwan, et al. "Electrical control of optical plasmon resonance with graphene." Nano letters 12.11 (2012): 5598-5602.

[3] Liu, Ming, et al. "A graphene-based broadband optical modulator." Nature474.7349 (2011): 64-67.

[4] Koester, Steven J., et al. "High-speed waveguide-coupled graphene-on-graphene optical modulators." *Applied Physics Letters* 100, no. 17 (2012): 171107.

[5] Hao, Ran, et al. "Graphene Assisted TE/TM-Independent Polarizer Based on Mach–Zehnder Interferometer." *IEEE Photonics Technology Letters* 27, no. 10 (2015)

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

بررسی مقایسه‌ای روش های لایه نشانی تک مرحله‌ای و دومرحله‌ای در ساخت دیودهای نورگسیل پروسکایتی

پریناز معززی[۱]، وحید احمدی[۱،*]، مسعود پاینده[۱]، بهرام عبدالهی نژند[۱،۲]

[۱] ایران، تهران، دانشگاه تربیت مدرس، دانشکده برق و کامپیوتر
[۲] ایران، تهران، جهاد دانشگاهی تربیت مدرس، گروه تکنولوژی نانوذرات

چکیده- امروزه ضرورت دستیابی به ابزار اپتوالکترونیکی با مصرف انرژی پایین توجه بسیاری از دانشمندان را به خود جلب کرده است. از این رو، ساخت دیودهای نورگسیل پروسکایت با مصرف انرژی پایین، قیمت مواد پایین، و همچنین روش ساخت کم هزینه بسیار مورد توجه قرار گرفته است. در این مطالعه دو نوع لایه نشانی تک مرحله ای و دومرحله‌ای به‌کار گرفته شد و نتایج تجربی حاصل مطالعه می شود. نتایج نشان می دهد که با وجود سطح پوشش بهتر در روش دومرحله ای، لومینسانس کمتری نسبت به روش تک مرحله‌ای حاصل می شود که می تواند مربوط به بازترکیب نوری کمتر در کریستال های درشت باشد.

کلیدواژه: دیودهای نورگسیل، پروسکایت، لایه نشانی

Comparative Study of Perovskite Light Emitting Diodes Fabricated By One-step and Two-step Approaches

Parinaz Moazzezi[1], Vahid Ahmadi[1,*] Masoud Payandeh[1], Bahram Abdollahi-Nejand[1,2],

[1] School of Electrical and Computer Engineering, Tarbiat Modares University, Tehran, Iran
[2] Nanomaterial Research Group, Academic Center for Education, Culture and Research (ACECR) at TMU, Tehran, Iran

Abstract- These days, achieving the optoelectronic devices with low energy consumption attracted much attention in the photovoltaic field. In this regard, along with low energy consumption, fabrication of the perovskite light emitting diodes (PeLED) with low cost materials and methods proposes are of great importance. In this work, two approaches of one-step and two-step deposition of the perovskite layers in fabrication of PeLEDs is studied. The results show that despite the better surface coverage achieved by two-step deposition method, it presents lower luminescence in comparison to one-step approach which can be described by lower recombination in bigger perovskite crystals.

Keywords: Light Emitting Diodes, perovskite layer, one-step and two step deposition

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱ مقدمه

در سال های اخیر پروسکایت‌های ارگانیک-غیر ارگانیک به علت سهولت لایه نشانی، امکان لایه نشانی در دماهای پایین و خواص الکتریکی منحصر به فرد از جمله گاف انرژی قابل تنظیم در ناحیه مرئی تا فروسرخ، بسیار مورد توجه قرار گرفته‌اند. این ویژگی‌ها برای ساخت ادوات اپتوالکترونیکی با هزینه کم، بسیار مناسب است[۱]. مطالعات اخیر بر روی پروسکایت‌های هالیدی، نشان داده‌است که این مواد برخی از ویژگی‌های مواد ارگانیک را دارند ، به عنوان نمونه ارزان بودن، قابلیت انعطاف، قابلیت تنظیم مشخصه‌های الکتریکی و اپتیکی. همچنین برخی از مشخصات مواد غیرارگانیک را از جمله قابلیت حرکت بالای حامل‌ها، پایداری مکانیکی و حرارتی دارند[۲]. مطالعات نشان داده است که مواد پروسکایت هالیدی به علت داشتن خواص نورگسیلی مناسب مانند پهنای باریک در نصف مقدار بیشینه[۱]، بازده کوانتومی لومینسانس بالا و پوشش تمام طیف نور مرئی، می توانند جهت تابش درافزاره های نورگسیل، مورد استفاده قرارگیرند[۳]. خاصیت لومینسانس لایه پروسکایت در افزاره‌های نورگسیل، بسیار تحت تاثیر مورفولوژی و کیفیت لایه‌ی نازک پروسکایت است[۴]. لایه نشانی تک مرحله ای، دو مرحله ای و هم چنین لایه نشانی با تبخیر حرارتی برای دست یابی به لایه پروسکایت با کیفیت بالا، مورد استفاده قرار گرفته اند. در دیودهای نورگسیل، روش تک مرحله ای به علت سهولت لایه نشانی نسبت به دیگر روش ها، بیشتر استفاده می شود. با این حال، پوشش دهی نامناسب لایه زیرین پروسکایت و در نتیجه ایجاد حفرات در پروسکایت و هم چنین اندازه نامطلوب دانه های بلوری پروسکایت، کارایی افزاره را بسیار کاهش می دهد. بنابراین اصلی ترین چالش برای بهبود بازدهی دیود نورگسیل پروسکایتی، بهینه سازی کیفیت لایه پروسکایت است. در ادامه مقایسه‌ای بین لایه نشانی تک مرحله‌ای و دو مرحله‌ای بر عملکرد افزاره مورد بحث قرار گرفته است.

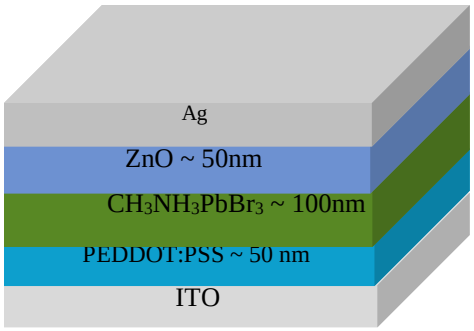
۲ روش آزمایش

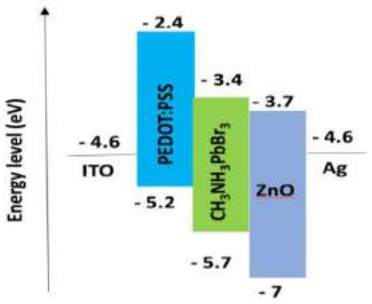
ساختار دیود نورگسیل پروسکایتی به صورت زیر است:

ITO/PEDOT: PSS/$CH_3NH_3PbBr_3$/ZnO/Ag

این ساختار در شکل ۱ نمایش داده شده است.

برای ساخت دیود ابتدا زیر لایه ITO را به قطعات ۱/۵ در ۱/۵ سانتی متر مربع تبدیل کرده و سپس یک سمت آن را با قراردادن به مدت یک دقیقه و نیم در محلول HCl در دمای ۸۰ درجه، زدایش می‌کنیم. سپس در چند مرحله به وسیله آب DI، دوپروپانول وحمام فراصوت شستشو می‌شود.





شکل ۱: ساختار دیود نور گسیل

شکل ۲: دیاگرام انرژی لایه‌های به کار رفته در ساختار

ماده پلیمری PEDOT:PSS نقش انتقال دهنده حفره را بر عهده دارد که از نظر گاف انرژی همخوانی نسبتا مناسبی با لایه پروسکایت دارد. با توجه به اینکه این ماده میل الکترون خواهی نسبتا پایینی دارد (۲,۴ eV) می تواند با ایجاد یک سد پتاسیل الکترون ها را در ناحیه فعال محبوس کند و بازدهی افزاره را بهبود ببخشد . این ماده را

[۱] Narrow band width at half maximom

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

به مقدار ۳۰ میکرولیتردر و با دور ۴۰۰ دور بر دقیقه و به مدت ۳۰ ثانیه به روش لایه نشانی چرخشی، بر روی زیر لایه، لایه نشانی می کنیم[۵].

سپس لایه پروسکایت را یک بار به روش تک مرحله ای و بار دیگر به روش دو مرحله ای، لایه نشانی می کنیم . در روش دو مرحله ای تفاوتی که نسبت به حالت نرمال این نوع لایه نشانی انجام دادیم این بود که به جای دوپروپانول از اتانول بعنوان حلال MABr استفاده کردیم.

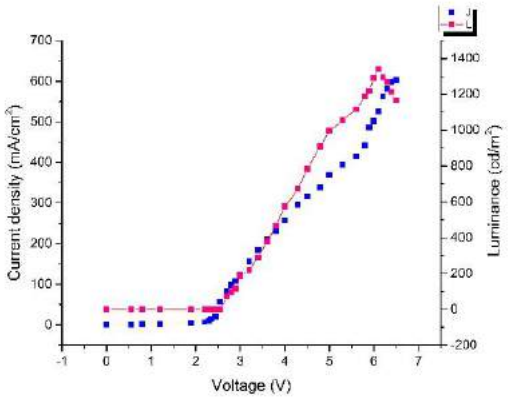
نانو ذرات ZnO را بعد از سنتز کردن با متدی دما پایین به روش لایه نشانی چرخشی بر روی پروسکایت قرار می دهیم. در این ساختار لایه ZnO نقش انتقال دهنده الکترون را ایفا می کند و با توجه به نوار ظرفیت عمیق (۷ eV) محصور شدگی حفره ها در پروسکایت را تضمین می کند. مزیت این لایه نسبت به مواد پلیمری رایج از جمله F8 این است که قابلیت حرکت بالایی برای الکترون ها دارد و خلوص نور دیود نورگسیل را خراب نمی کند. همچین با توجه به اینکه ZnO یک ماده غیرارگانیک است، سبب بهبود پایداری افزاره تحت میدان الکتریکی و رطوبت می شود.

از نقره به عنوان اتصال فلزی استفاده شد، به طوریکه با استفاده از ماسک روی سلول، لایه نازک نقره با سطح فعال مختلف لایه نشانی شد.

۳ نتایج و بحث ها

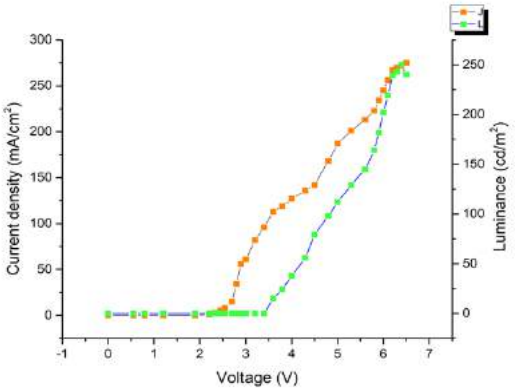
شکل ۵، تصویر نمونه های ساخته شده در آزمایشگاه به روش تک مرحله ای و دو مرحله ای را نشان می دهد.

نمودار شکل ۳ و ۴ نشان می دهند که در لایه نشانی دومرحله ای جریان نشتی و لومینسانس کم‌تری داریم، زیرا



شکل ۳: چگالی جریان و شدت لومینسانس بر حسب ولتاژ در حالتی که پروسکایت به صورت تک مرحله ای لایه نشانی شده است.

طبق تصاویر ۶ و ۷ مشاهده می شود که در حالت دو مرحله‌ای، لایه پروسکایت بسیار یکنواخت بوده و نقاط خالی[۲]کم‌تر است که موجب جریان نشتی کم‌تر می‌شود، اما اندازه دانه‌ها درشت‌تر می شود که می تواند سبب کاهش لومینسانس شود. بزرگ شدن دانه‌ها به این معنی



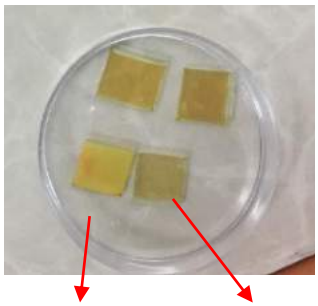
است که

شکل ۴: چگالی جریان و شدت لومینسانس بر حسب ولتاژ در حالتی که پروسکایت بصورت دو مرحله‌ای لایه نشانی شده است.

[۲] Pin hole

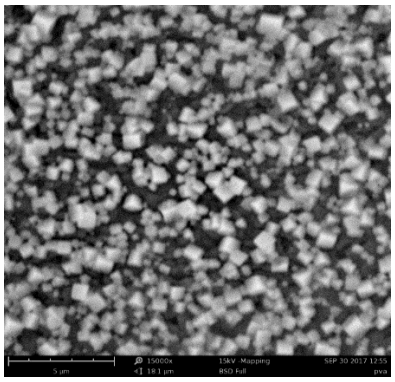
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

طول نفوذ حامل ها بزرگ است و محصورشدگی حامل ها کمتر اتفاق می افتد و در نتیجه نرخ بازترکیب نوری کاهش شدیدی خواهد داشت.

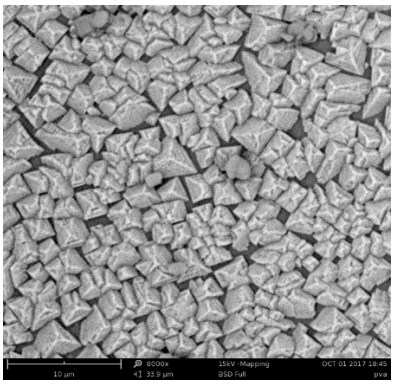


نمونه لایه نشانی دو مرحله‌ای .نمونه لایه نشانی تک مرحله‌ای

شکل ۵: نمونه های ساخته شده در آزمایشگاه



(a)

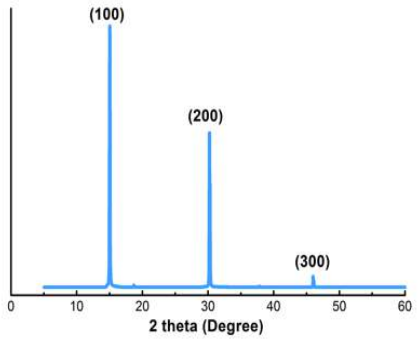


(b)

شکل a۶: SEM لایه پروسکایت تک مرحله‌ای

b۶: SEM لایه پروسکایت دومرحله‌ای

شکل ۷ تصویر طیف XRD لایه پروسکایت $CH_3NH_3PbBr_3$ را نشان می دهد. همانطور که در شکل نشان داده شده است، پروسکایت تشکیل شده خالص و بدون حضور $PbBr_2$ است. و این بدین معنی است که تمامی $PbBr_2$ لایه نشانی شده به پروسکایت تبدیل شده



است.

شکل۷: XRD لایه پروسکایت دو مرحله‌ای

۴ نتیجه گیری

در این تحقیق روش تک مرحله ای و دومرحله ای برای لایه نشانی پروسکایت در دیودهای نور گسیل پروسکایتی مورد مقایسه قرار گرفت. با توجه به نتایج حاصل، نشان داده شد که در پروسکایت دو مرحله ای با وجود سطح پوشش بهتر، لومینسانس کمتری حاصل شد که می تواند مربوط به نرخ بازترکیب نوری کمتر در کریستال های درشت باشد.

مراجع:

[1] Y. Rong *et al.*, “Solvent engineering towards controlled grain growth in perovskite planar heterojunction solar cells,” *Nanoscale*, vol. 7, no. 24, pp. 10595–10599, 2015.

[2] G. Xing *et al.*, “Low-temperature solution-processed wavelength-tunable perovskites for lasing,” *Nat. Mater.*, vol. 13, no. 5, pp. 476–480, 2014.

[3] Z.-K. Tan *et al.*, “Bright light-emitting diodes based on organometal halide perovskite,” *Nat. Nanotechnol.*, vol. 9, no. 9, pp. 687–692, 2014.

[4] B. R. Sutherland and E. H. Sargent, “Perovskite photonic sources,” *Nat. Photonics*, vol. 10, no. 5, pp. 295–302, 2016.

[5] Y.-H. Kim, H. Cho, and T.-W. Lee, “Metal halide perovskite light emitters,” *Proc. Natl. Acad. Sci.*, vol. 113, no. 42, pp. 11694–11702, 2016.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

شبیه‌سازی طیف جذب نانو ذرات بیضوی طلا و نقره با در نظر گرفتن وابستگی تابع دی‌الکتریک به اندازه و شکل نانو ذرات

هادی، موحدی نژاد[1] ؛ حمید، نجاری[1]

[1]دانشکده علوم پایه دانشگاه زنجان، گروه فیزیک، زنجان

چکیده - در این مقاله سطح مقطع جذبی نانو ذرات بیضوی طلا و نقره با استفاده از روش T ماتریس شبیه سازی شده است. طیف‌های بدست آمده در مقایسه با طیف مربوط به نانو ذرات کروی متفاوت است به طوری که در هر طیف، دو قله متناظر با شعاع‌های بزرگ و کوچک بیضی مشاهده می‌شود. نسبت سطح مقطع جذب دو قله، برای نانو ذرات طلا و نقره متفاوت است و به علاوه با در نظر گرفتن وابستگی تابع دی‌الکتریک به شکل و اندازه، برای نانو ذرات طلا و نقره مقدار سطح مقطع جذب کاهش و پهنا در نیم بیشینه افزایش می‌یابد.

کلید واژه: نانو ذرات بیضوی، پراکندگی، تابع دی الکتریک.

Simulation of absorption spectrum of spheroidal gold and silver nanoparticles considering size dependent dielectric function and the aspect ratio

Hadi, Movahedinejad[1]; Hamid, Nadjari[1]

[1] Department of Physics, University of Zanjan, Zanjan

Abstract- In this paper, the cross-section absorption of gold and silver spheroidal nanoparticles is simulated using the T-matrix method. The spectra obtained are different compared to the spectrum of spherical nanoparticles, so that in each spectrum, two peaks corresponding to large and small oval radii is observed. The ratio of the cross-sectional absorption of two peaks is different for gold and silver nanoparticles. In addition, considering the dependence of the dielectric function in shape and size, the amount of cross-section absorption decreases for the nanoparticles and the width increases in the half-maximum.

Keywords: spheroidal nanoparticles, scattering, dielectric function.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

فهم چگونگی اندرکنش نور با مواد نانو مقیاس مسئله‌ای اساسی در نانو فوتونیک می‌باشد. نانو ذرات فلزی به علت تولید پلاسمون‌های سطحی کاربردهای وسیعی در زمینه حسگرهای بیوفیزیکی، نانو آنتن‌ها، متامتریال‌ها، مدارات مجتمع نوری، موجبرهای زیر طول موجی، تصویر برداری مولکولی و ... پیدا کرده‌اند.

روش شرایط مرزی گسترده که به عنوان روش null field نیز از آن نام برده می‌شود روش قدرتمندی برای بررسی پراکندگی از ذرات با شکل‌های دلخواه می‌باشد که در واقع حالت کلیتری از تئوری می (Mie) می‌باشد این روش برای اولین بار توسط Waterman ارائه شد[۱]. از سوی دیگر مهمترین فاکتور در طراحی و بهینه سازی پلاسمون‌های ساختارهای نانو مقیاس تابع دی‌الکتریک می‌باشد این تابع برای نانو ذرات به نسبت شکل و اندازه‌ای که دارند با تابع دی‌الکتریک ماده توده‌ای متفاوت است مخصوصا زمانی که اندازه ذره از میانگین مسیر آزاد الکترون داخل ماده کمتر باشد این اثر بیشتر نمایان می‌شود. این پدیده برای نانو ذرات کروی شکل در مقالات متعددی مورد بررسی قرار گرفته است[۲]. اما در مورد نانو ذرات بیضوی با توجه به پیچیده بودن محاسبات کمتر مورد توجه قرار گرفته است. در این مقاله طیف نانو ذرات بیضوی طلا و نقره با در نظر گرفتن وابستگی دی‌الکتریک نانو ذرات به شکل و اندازه ذرات مورد بررسی قرار می‌گیرد.

۲- بیان مسئله

موج تخت وارد شده و موج پراکنده شده از یک تک نانو ذره می‌تواند به صورت مجموعی از توابع برداری موج کروی نوشته شود[۳].

$$E^{inc}(r)=\sum_{n=1}^{\infty}\sum_{m=-n}^{n}[a_{mn}RgM_{mn}(k_1r)+b_{mn}RgN_{mn}(k_1r)] \quad (۱)$$

$$E^{inc}(r)=\sum_{n=1}^{\infty}\sum_{m=-n}^{n}[p_{mn}M_{mn}(k_1r)+q_{mn}N_{mn}(k_1r)] \quad (۲)$$

M و N توابع بسل کروی و RgM و RgN توابع هنکل کروی هستند k عدد موج در محیط پیرامون نانو ذره می‌باشد. ضرایب a و b به تفصیل در مراجع مختلف مورد بررسی قرار گرفته‌اند[۴] رابطه خطی بین ضرایب میدان پراکنده شده از یک سو و از سوی دیگر ضرایب میدان ورودی وجود دارد[۱] که این روابط با ماتریس T بیان می‌شود.

$$\begin{bmatrix}p\\q\end{bmatrix}=T\begin{bmatrix}a\\b\end{bmatrix}=\begin{bmatrix}T^{11} & T^{12}\\T^{21} & T^{22}\end{bmatrix}\begin{bmatrix}a\\b\end{bmatrix} \quad (۳)$$

با مشخص شدن عناصر ماتریس T میدان پراکندگی بدست خواهد آمد ماتریس T فقط به ویژگی های فیزیکی و هندسی نانو ذرات وابسته است. میانگین سطح مقطع خاموشی و پراکندگی برای نانو ذرات بیضوی طبق محاسبات Mishchenko از روابط زیر بدست می‌آید[۵].

$$\langle C_{ext}\rangle=-\frac{2\pi}{k^2}\mathrm{Re}\sum_{n=1}^{\infty}\sum_{m=-n}^{n}\sum_{k=1}^{2}T_{mnmn}^{kk}(\rho) \quad (۴)$$

$$\langle C_{sca}\rangle=\frac{2\pi}{k^2}\sum_{n=1}^{\infty}\sum_{n'=1}^{\infty}\sum_{m=-n}^{n}\sum_{m'=-n'}^{n'}\sum_{k=1}^{2}\sum_{l=1}^{2}\left|T_{mnm'n'}^{kl}(\rho)\right|^2 \quad (۵)$$

از سوی دیگر محاسبات مربوط به پراکندگی با تعریف و مدل سازی مناسب تابع دی‌الکتریک معنی پیدا می‌کند. با توجه به ابعاد نانو ذرات ضریب دی‌الکتریک نانو ذرات با حالت حجمی ماده متفاوت است ما در این پژوهش از داده‌های تجربی Johnson و Christy استفاده کرده‌ایم[۶]. پارامتر اندازه، مربوط به مسیر آزاد الکترون‌های آزاد داخل ماده می‌باشد که به صورت موثری بر روی تابع دی-الکتریک تاثیر می‌گذارد. تابع دی‌الکتریک و ثابت واپاشی برای نانو ذرات به صورت زیر نوشته می‌شود.

$$\varepsilon(\omega,\mathrm{R})=\varepsilon_{bulk}(\omega)+\omega_{\mathrm{P}}^2\left(\frac{1}{\omega^2+\Gamma_\infty^2}-\frac{1}{\omega^2+\Gamma(\mathrm{R})^2}\right)+\mathrm{i}\frac{\omega_{\mathrm{P}}^2}{\omega}\left(\frac{\Gamma(\mathrm{R})}{\omega^2+\Gamma(\mathrm{R})^2}-\frac{\Gamma_\infty}{\omega^2+\Gamma_\infty^2}\right) \quad (۶)$$

$$\Gamma(R)=\frac{v_F}{l}+A\frac{v_F}{R} \quad (۷)$$

v_F سرعت فرمی و w_p فرکانس پلاسما می‌باشد که با رابطه $\omega_P=\sqrt{\frac{ne^2}{\varepsilon_0 m}}$ داده می‌شود n چگالی تعداد الکترون‌های آزاد ماده می‌باشد پارامترهای استفاده شده برای نانو ذرات طلا و نقره در جدول زیر خلاصه شده‌اند. فاکتور A ذکر شده در فرمول (۷) مربوط به پراکندگی الکترون‌های آزاد از دیواره نانوذرات می‌باشد که متناسب با $\frac{4V}{S}$ است v و s به ترتیب حجم و مساحت نانوذره می-باشد [۷].

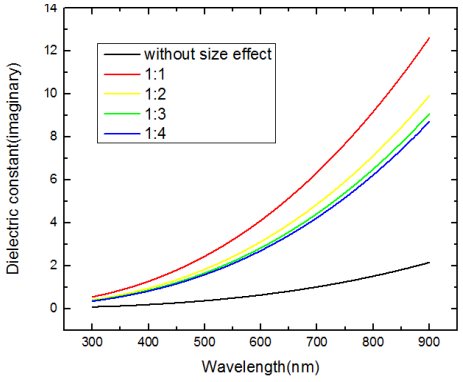
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

جدول۱ : پارامترهای مورد نیاز محاسبات برای نانو ذرات طلا و نقره.

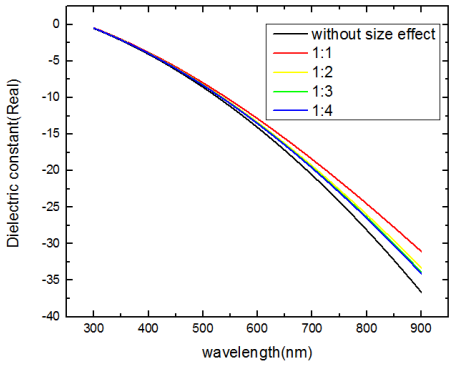
		Silver	Gold
Mean free path for free electrons (nm)	l	52	42
Plasma frequency(*Hz*)	ω_P	2.14×10^{15}	2.17×10^{15}
Fermi velocity(m/s)	v_F	1.39×10^{6}	1.39×10^{6}
Constant parameter	A	1	0.33
Density(g/cm^3)	ρ	10.49	19.32

۳- بحث و نتایج

در شبیه سازی انجام گرفته شکل هندسی نانو ذرات به صورت بیضوی در نظر گرفته می‌شود بطوریکه سطح مقطع بیضوی دایره است در نتیجه مسئله را می‌شود به صورت دو بعدی در نظر گرفت. سطح مقطع جذب کل، میانگین سطح مقطع جذب نانو ذرات در زاویه‌های مختلف نسبت به نور فرودی می‌باشد. شبیه سازی توسط نرم افزار MATLAB صورت گرفته است.



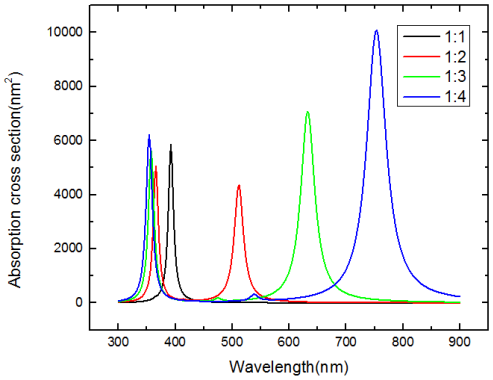
(الف)



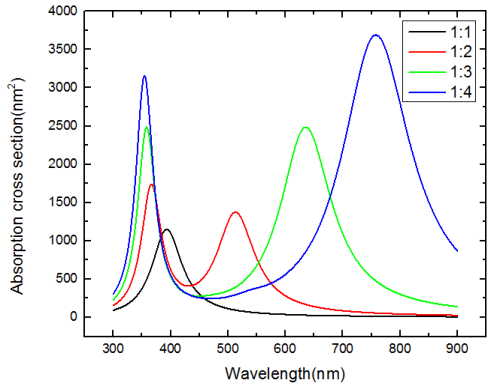
(ب)

شکل ۱: قسمت مجازی(الف) و قسمت حقیقی(ب) تابع دی الکتریک بر حسب طول موج برای نانو ذرات بیضوی نقره در نسبت‌های بیضوی مختلف رسم شده است.

همانطور که در شکل ۱ دیده می‌شود اعمال اثر اندازه ذره، باعث تغییر در مقدار تابع دی‌الکتریک می‌شود این تغییر در قسمت مجازی تابع دی‌الکتریک خود را بیشتر نمایان می‌سازد ما از توابع دی‌الکتریک جدید بدست آمده برای شبیه سازی طیف جذبی نانو ذرات نقره برای بیضوی‌هایی با سطح مقطع دایره که قطر کوچک آنها ثابت و ۱۰ نانومتر بوده و قطر بزرگ برای نمونه‌های اول تا چهارم به ترتیب ۱۰، ۲۰، ۳۰، ۴۰ نانومتر است، استفاده کرده‌ایم. بدیهی است که نسبت ۱:۱ مربوط به کره‌ای با قطر ۱۰ نانومتر می‌باشد.



(الف)



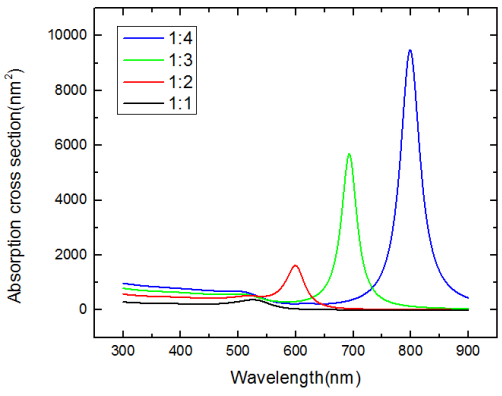
(ب)

شکل ۲: سطح مقطع جذب نانو ذرات بیضوی نقره (الف) بدون در نظر گرفتن اثرات اندازه در تابع دی‌الکتریک و (ب) با اعمال پارامتر اندازه در تابع دی الکتریک.

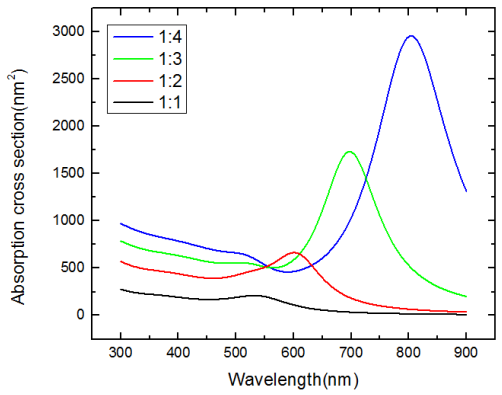
در شکل ۲ ملاحظه می‌شود که نانو ذرات بیضوی نقره دارای دو قله می‌باشند که قله واقع شده در طول موج‌های بزرگتر، با افزایش قطر بزرگ بیضی به سمت طول موج-های بزرگتر انتقال پیدا می‌کند و مکان طول موجی قله‌ی اول به علت ثابت ماندن قطر کوچک، تقریبا ثابت است. طیف‌های شکل ۲ (ب) در مقایسه با شکل ۲ (الف) اولا پهنای بیشتری دارند که طبیعتا به علت وارد کردن عامل پراکندگی الکترون‌های آزاد از سطح نانو ذرات می‌باشد و ثانیا سطح مقطع جذب آنها به میزان تقریبی ۲/۵ برابر کمتر شده است. در مورد نانو ذرات طلا در فاصله طول

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

موجی ۳۰۰ تا ۹۰۰ نانومتر یک قله مشخص دیده می‌شود که با طویل‌تر شدن قطر بزرگ بیضوی به سمت طول موج‌های بزرگتر منتقل می‌شود. اولین نتیجه حاصل شده از شکل ۳ (الف) این است که با بزرگ شدن نانو ذره طلا (قطر بزرگ) سطح مقطع جذب به شدت افزایش می‌یابد به صورتیکه اختلاف جذب ناشی از قطر بزرگ نسبت به قطر کوچک چنان بزرگ می‌شود که قله ناشی از سطح مقطع جذب در طول موج کوچکتر (ناشی از قطر کوچک) به چشم نمی‌آید در حالیکه برای نانو ذرات نقره این رفتار مشاهده نشد. با توجه به شکل ۳ با در نظر گرفتن وابستگی تابع دی‌الکتریک به شکل نانو ذره پهنای طیف جذب افزایش می‌یابد و از طرفی مقدار سطح مقطع جذب به میزان تقریبی ۳ برابر کاهش می‌یابد که میزان کاهش در مقایسه با نقره بیشتر است.



(الف)



(ب)

شکل ۳: سطح مقطع جذب نانو ذرات بیضوی طلا (الف) بدون در نظر گرفتن اثرات اندازه در تابع دی‌الکتریک و (ب) با اعمال پارامتر اندازه در تابع دی‌الکتریک.

از آنجایی که قطر کوچک نسبت به قطر بزرگ در مقایسه با مسیر آزاد میانگین الکترون در نانو ذره، به مقدار بیشتری کوچکتر می‌باشد انتظار می‌رود که سطح مقطع جذب ناشی از قطر کوچک بیضوی در مقایسه با سطح مقطع جذب ناشی از قطر بزرگتر به میزان بیشتری پهن‌تر شود که همین اتفاق هم روی داده است.

در نمونه‌های آزمایشگاهی همه نانو ذرات یک نمونه اندازه یکسانی ندارند و از یک توزیعی تبعیت می‌کنند با این وجود با اعمال کردن اثر اندازه نانو ذره بر روی تابع دی‌الکتریک طیف‌های شبیه سازی شده انطباق خوبی با طیف مرئی/فرابنفش حاصل از نمونه‌های آزمایشگاهی نشان می‌دهند[۸].

۴- نتیجه‌گیری

شبیه سازی طیف نانو ذرات بیضوی طلا و نقره نشان داد که نانو ذرات بیضوی نقره در فاصله طول موجی ۳۰۰ تا ۹۰۰ نانومتر دارای دو قله می‌باشد از آنجایی که در همه چهار نمونه بررسی شده قطر کوچک بیضی ثابت در نظر گرفته شده است مکان یکی از قله‌ها تقریبا ثابت است و مکان طول موجی قله دوم برای قطرهای بزرگتر در طول موجهای بالاتری قرار خواهد گرفت. با لحاظ کردن اثر اندازه در تابع دی‌الکتریک پهنا در نصف بیشینه (FWHM) افزایش، و سطح مقطع جذب نیز به صورت ملموسی کاهش یافته است. در مورد نانو ذرات طلا در این بازه طول، اختلاف اندازه سطح مقطع جذب دو قله زیاد بوده، که با اثر دادن پارامتر اندازه، رفتاری مثل نانو ذرات نقره از نانو ذرات بیضوی طلا مشاهده شد.

مراجع

[1] P. C. Waterman, “Matrix formulation of electromagnetic scattering’’, Proc. IEEE, Vol. 53, pp. 805–812, 1965.

[2] A. Derkachova, K. Kolwas, I. Demchenko, “Dielectric function for gold in plasmonics applications: Size dependence of plasmon resonance frequencies and damping rates for nano spheres’’, Plasmonics, Vol. 11, No. 3, pp. 941–951, 2016.

[3] MI. Mishchenko, LD. Travis, AA. Lacis, *Scattering, absorption and emission of light by small particles*, 3rd ed. Cambridge: Cambridge University Press, 2002.

[4] L. Tsang, J. A. Kong, and R. T Shin, *Theory of Microwave Remote Sensing*, Wiley, New York, 1985.

[5] M. I. Mishchenko, *Light Scattering by Nonspherical Particles*, Academic Press, 2000.

[6] P.B Johnson, R.W. Christy, “Optical constantsof the noble metals”, Phys. Rev. B, Vol. 6, No. 12, pp.4370, 1972.

[7] Eduardo, A. Coronado, George, Schatz, “Surface plasmon broadening for arbitrary shape nanoparticles: A geometrical probability approach”, J. Chem. Phys., Vol. 119, pp. 3926, 2003.

[8] Paerhatijiang Tuersun, “Simulated localized surface plasmon spectra of single gold and silver nanobars”, Optik, Vol. 127, pp. 3466–3470, 2016.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

تداخل‌سنج فابری پرو با حساسیت دمایی بالا با استفاده از حسگر پلیمری فیبر نوری

پگاه زرافشانی[۱و۲]، امیدرضا رنجبر نائینی[۱]، اعظم لایقی[۱]، فروغ جعفری[۱]، حمید لطیفی[۱و۲]

۱. پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی، تهران، ایران
۲. دانشکده فیزیک، دانشگاه شهید بهشتی، تهران، ایران

در این مقاله حسگر فیبر نوری پلیمری بر اساس تداخل سنج فابری پرو ارائه شده است. حساسیت بالای دمایی، ساخت آسان، اندازه‌ی کوچک و محکم بودن از مزایای این حسگر می‌باشد. ساختار اصلی این حسگر یک استوانه از جنس *PDMS* است که سر فیبر نوری تک مد قرار گرفته و درون این استوانه یک گاف هوا به طول تقریبی ۲۰۰ میکرومتر ایجاد شده است. با استفاده از تبدیل فوریه و تفکیک فرکانس فضایی مربوط به کاواک، حساسیت دمایی حسگر برابر با ۱۵ $nm/^{\circ}C$ به دست آمد.

کلید واژه : پلی‌دی‌متیل‌سیلوکسان، تداخل‌سنج فابری پرو، حسگر دما، حسگر فیبر نوری

Fabry–Perot interferometry with ultra-high temperature sensitivity using polymer optical fiber

Pegah Zarafshani[1,2], Omid Reza Ranjbar-Naeini[1], Aazam Layeghi[1], Forugh Jafari[1], Hamid Latifi[1,2]

1. Laser & Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran
2. Department of Physics, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran
latifi@sbu.ac.ir

In this paper, the optical fiber sensor based on the Fabry Perot interferometer has been proposed. High temperature sensitivity, easy construction, robust and small size are the advantages of this sensor. The main structure of this sensor is a PDMS cylinder and within this cylinder there is an air gap with an approximate length of 220 microns. The sensitivity of the air gap is equal to 15 nm / ° C.

Keywords: PDMS, fabry-perot interferometer, optical fiber sensor, temperature sensor

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

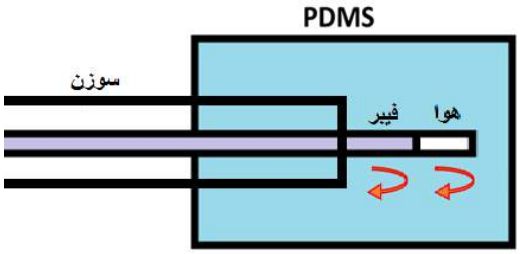
۱- مقدمه

مبحث حسگرهای فیبر نوری از حدود نیم قرن پیش شروع شده است و به خاطر مزایای زیاد آن از جمله اندازه کوچک و فشرده، دقت بالا و مصونیت از امواج الکترومغناطیسی، با سرعت بالایی در حال گسترش می-باشد[۱]. این حسگرها به کمک انواع ساختارهای انبوه و جدید، پتانسیل زیادی برای تقویت حساسیت دارند. در این میان گروه حسگرهای فابری پرو به خصوص انواع پلیمری آن حساسیت بالایی در حوزه‌ی تغییرات دمایی از خود نشان داده‌اند. این امر به جهت خواص این مواد و به طور خاص PDMS در مقابل ماده‌ی سیلیکا و هوا می‌باشد. به طور مثال حسگر LPG لایه‌نشانی شده با PDMS دارای حساسیت 250pm/C است که ۵ برابر بیشتر از LPG معمولی می‌باشد[۲]. همچنین حسگر توری براگ لایه نشانی شده با این ماده نیز ۴,۲ برابر بیشتر از توری معمولی می‌باشد[۳]. به عنوان نمونه‌ای دیگر حسگر نازک‌شده‌ی خمیده که در قالب PDMSی محدود شده است دارای حساسیت -6.25 nm/C می‌باشد[۴] و شکل S آن دارای حساسیت -2.17 nm/C است[۵]. همچنین حسگر پلیمری با کاواک میکرو کره هوا دارای حساسیت بالای 5.013nm/C است[۶].

در این مقاله حسگری با ساختار استوانه‌ای از جنس پلی‌دی‌متیل‌سیلوکسان ارائه شده است. این حسگر دارای یک کاواک هوا درون خود می‌باشد و اساس کارکرد آن بر پایه‌ی فابری‌پرو است.

۲- تئوری حسگر

حسگر تار نوری ارائه شده در تصویر شکل ۱ نشان داده شده است. پرتوهای نور از گاف هوای موجود بین تار نوری و PDMS بازتاب شده و داخل فیبر نوری تزویج می شوند. همان‌طور که در شکل نشان داده شده است حسگر دارای دو سطح مرزی می‌باشد که عبارتند از سطح مشترک فیبر و هوا و سطح مرزی بین هوا و محیط پلیمری.



شکل ۱: شماتیک حسگر استوانه‌ی پلیمری

هنگامی‌که نور از منبع نوری به درون فیبر منتشر می‌شود، با برخورد به هریک از این سطوح بازتاب کرده و در نهایت پرتوهای بازتابی از سطوح، مجددا به درون فیبر تزویج شده و با یکدیگر تداخل می‌کنند. با توجه به معادلات فرنل، ضریب بازتاب دو سطح درگیر در حسگر به ترتیب برابر با ۰,۰۳۵ و ۰,۰۲۸ می باشند. به سبب همین کوچک بودن مقدار ضریب بازتاب‌ها، می‌توان از بازتاب‌های مرتبه-های بالاتر چشم‌پوشی کرده و فقط دو پرتو بازتابی مرتبه اول را با یکدیگر جمع بست تا نتیجه‌ی تداخل حاصل شود. در این حالت شدت تداخل نهایی برابر با رابطه‌ی زیر خواهد بود[۶]:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}\cos(2k_0 nd + \varphi_0) \quad (۱)$$

در این رابطه، I_iها شدت‌های بازتابی از هر یک از سطوح می‌باشند. همچنین n، d و φ_0 به ترتیب نشان‌دهنده ضریب شکست، طول کاواک هوا و فاز اولیه است. هر تغییری در فاز تابع کسینوسی رابطه (۱) می‌تواند طیف تداخلی حسگر را جابه‌جا کند. تغییرات دمای محیط پیرامون حسگر، به دو طریق منجر به تغییرات فاز می‌شود؛ یکی از طریق تغییر ضریب شکست و دیگری تغییر طول کاواک. هریک از عوامل فوق بسته به میزان ضریب ترمو-اپتیک و ضریب انبساط گرمایی محیط های درگیر در حسگر می‌تواند تاثیر متفاوتی در جابجایی طیف و درنتیجه حساسیت حسگر داشته باشد. با توجه به جمله‌ی تداخلی رابطه‌ی (۱)، تغییرات فاز به ازای تغییرات دمایی به صورت زیر خواهد بود[۸]:

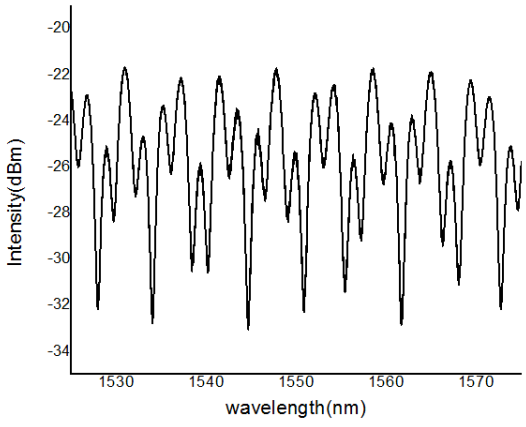
$$\Delta\varphi / \Delta T = 2k_0 d\frac{d}{dT}(n) + 2k_0 n\frac{d}{dT}(d) \quad (۲)$$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

عبارت اول در معادله (۲) مربوط به ضریب ترمو-اپتیک و عبارت دوم مربوط به ضریب انبساط گرمایی محیط‌های درگیر در حسگر می‌باشد. از آنجا که ضریب انبساط گرمایی PDMS در مقایسه با سایر مواد از جمله سیلیکا بزرگ می‌باشد(در حدود $^{\circ}C^{-1}$ ۰,۰۰۰۲)، به همین سبب حسگر فوق حساسیت دمایی بالایی از خود نشان می‌دهد.

۳- ساخت حسگر

در ساختار حسگر فیبر نوری ارائه شده در این مقاله، پلی‌دی‌متیل‌سیلوکسان(PDMS) نقش اصلی را ایفا می‌کند. برای ساخت این حسگر ابتدا مواد سفت‌کننده و پایه Sylgard 184 - Silicone elastomer به نسبت 1:10 با یکدیگر ترکیب شده و قالب استوانه ای به شعاع ۳میلیمتر با آن پر شد. سپس فیبر نوری که سر آن صاف بریده شده به همراه سوزن جهت استحکام حسگر در مرکز استوانه و به ارتفاع مناسبی از کف قالب قرار گرفت. سپس قالب به مدت ۹۰ دقیقه درون فر در دمای ۹۰ درجه سانتی‌گراد قرار گرفت تا PDMS سفت شده و به حالت جامد درآید. در ادامه، حسگر استوانه‌ای از قالب جدا شده و با عقب کشیدن فیبر، گاف هوایی با طول مناسب درون آن ایجاد می‌شود. در نهایت فیبر نوری را به انتهای سوزن چسبانده تا فیبر در جای خود ثابت شود. طیف نهایی حسگر پلیمری ساخته شده در شکل (۲) نشان داده شده است. طول کاواک هوا در این حسگر ۲۰۰ میکرومتر می‌باشد(با استفاده از روش تبدیل فوریه).

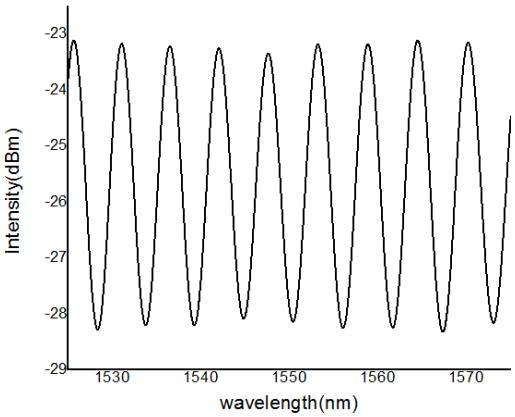


شکل ۲: طیف تداخلی بازتابی حسگر پلیمری

پس از اتمام فرآیند ساخت، حسگر مربوطه تحت آزمایش دمایی قرار گرفت. برای این منظور از لیزر پهن‌باند استفاده شده است؛ نور فرودی پس از بازتاب از مرزهای درون حسگر و تداخل با یکدیگر، در نهایت درون فیبر تزویج شده و توسط طیف‌سنج مشاهده شده است.

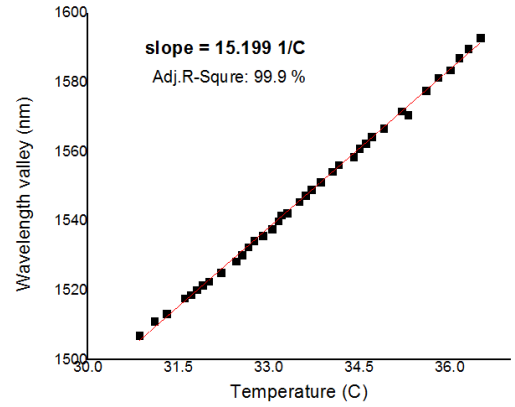
۴- تحلیل طیف حسگر در پاسخ دمایی

به منظور تحلیل پاسخ حسگر در مقابل تغییرات دمایی، ابتدا از طیف تداخلی تبدیل فوریه گرفته می‌شود. در ادامه، با استفاده از فیلتر میان گذر، نمودار مربوط به کاواک هوای این حسگر از طیف مدوله شده‌ی شکل (۲) استخراج می‌شود که حاصل آن در شکل ۳ نشان داده شده است.



شکل ۳: طیف فیلتر شده مربوط به کاواک هوا

پس از فیلترکردن کاواک هوا، شیفت طول موجی نمودار مربوطه را در اثر تغییرات دمایی در بازه‌ی ۳۰ درجه الی ۴۰ درجه‌ی سانتی گراد بررسی می‌کنیم. در نهایت، با دنبال کردن یکی از اکسترمم‌های طول موجی، نتایج تحلیل طیف در نمودار شکل زیر ارائه شده است.



شکل ۴: جابجایی اکسترمم طول موجی بر اثر تغییرات دمایی برای کاواک هوای حسگر

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

پاسخ دمایی حسگر استوانه‌ای پلیمری نشان می-دهد حساسیت دمایی کاواک هوا برابر با ۱۵,۱۹۹nm/°C می‌باشد که در مقایسه با حسگرهای فیبرنوری ساخته شده، از حساسیت بالایی برخوردار است.

۵- نتیجه‌گیری

در این مقاله به ساخت حسگر فیبر نوری با حساسیت دمایی بالا از جنس PDMS پرداخته شد. اساس عملکرد این حسگر بر پایه‌ی تداخل‌سنج فابری‌پرو می‌باشد. در ادامه با فیلتر کردن طیف و تحلیل این گاف به طور جداگانه به حساسیت دمایی **۱۵,۱۹۹ nm/°C** برای حسگر مذکور دست یافتیم.

مراجع

[1] S. Y. Yin, Francis T. S. and E. Udd, *Overview of Fiber Optic Sensors*. 2002.

[2] Q. Wang, C. Du, J. Zhang, R. Lv, and Y. Zhao, "Sensitivity-enhanced temperature sensor based on PDMS-coated long period fiber grating," *Opt. Commun.*, vol. 377, pp. 89–93, 2016.

[3] C.-S. Park, K.-I. Joo, S.-W. Kang, and H.-R. Kim, "A PDMS-Coated Optical Fiber Bragg Grating Sensor for Enhancing Temperature Sensitivity," *J. Opt. Soc. Korea*, vol. 15, no. 4, pp. 329–334, 2011.

[4] P. Munendhar, L. Zhang, L. Tong, and S. Yu, "Highly Sensitive Temperature Sensor Using Intrinsic Mach-Zehnder Interferometer formed by Bent Micro-Fiber Embedded in Polymer," vol. 10323, pp. 12–15, 2017.

[5] R. Yang *et al.*, "PDMS-coated S-tapered fiber for highly sensitive measurements of transverse load and temperature," *IEEE Sens. J.*, vol. 15, no. 6, pp. 3429–3435, 2015.

[6] O. Science, "Highly sensitive temperature sensor based on cascaded polymer-microbubble cavities by employing a subtraction between reciprocal thermal responses," vol. 24, no. 18, pp. 14245–14250, 2016.

[7] Y. Zhang, H. Shibru, K. L. Cooper, and A. Wang, "Miniature fiber-optic multicavity Fabry–Perot interferometric biosensor,"Blacksburg Virginia, 2005.

[8] G. B. Hocker, "Fiber-optic sensing of pressure and temperature," *Appl. Opt.*, vol. 18, no. 9, p. 1445, 1979.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

بررسی اثر توزیع حرارتی بر روی بازده تولید هارمونیک دوم توسط لیزر پیوسته فیبری ۱۰۶۴ نانومتر در کریستال های MgO:PPSLT و MgO:PPLN

حمید امراللهی، آتوسا سادات عربانیان و رضا مسعودی

پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی، اوین، تهران

چکیده ـ در این مقاله اثرات توزیع حرارتی بر روی بازده تولید هارمونیک دوم توسط لیزر پیوسته با طول موج ۱۰۶۴ نانومتر داخل کریستال MgO:PPSLT بررسی می شود. نتایج محاسبات عددی نشان میدهد که به ازای توان های فرودی بالای ۳۰ وات، توزیع نا متقارن حرارتی در طول کریستال منجر به عدم تطبیق فازی و کاهش قابل ملاحظه بازده هارمونیک دوم خواهد شد. با مقایسه نتایج بدست آمده برای اثر توزیع حرارتی روی بازده هارمونیک دوم در کریستال های MgO:PPLT و MgO:PPLN در توان های فرودی بالا نتیجه شد که علی رغم وجود ضریب غیر خطی بالاتر MgO:PPLN، بازده کریستال MgO:PPLT بالاتر است.

کلید واژه : تولید هارمونیک دوم، شبه تطبیق فازی، پرتو گوسی، توزیع حرارتی

Investigation of thermal distribution effects on the efficiency of the second harmonic generation by continuous fiber laser at 1064 nm in the crystals of MgO: PPSLT and MgO: PPLN

Hamid Amrollahi, Atoosa Sadat Arabanian and Reza Massudi

Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Tehran

In this paper, effects of thermal distribution on the efficiency of the second harmonic generation by a continuous laser with a wavelength of 1064 nm inside a MgO: PPLT crystal is investigated. The results of the numerical calculations show that for the incident power of above 30W the asymmetric thermal distribution along the crystal leads to the phase mismatch and significant reduction of the second harmonic efficiency. By comparing the obtained results for the distribution of temperature on the efficiency of the second harmonic inside the crystals of MgO: PPLT and MgO: PPLN for the high incident powers, it has been found that despite higher nonlinear coefficient of MgO: PPLN crystal, the efficiency of MgO: PPLT crystal is higher.

Keywords: Second Harmonic Generation, Quasi Phase Matching, Gaussian Beam, Thermal Distribution.

قابل دسترسی باشد www.opsi.irاین مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت

مقدمه

تولید لیزر سبز پیوسته با کیفیت باریکه فضایی بالا و توان بالا کاربرد های فراوانی در پزشکی [۱] ، دمش لیزر تیتانیم سفایر [۲] ، نوسانگر های پارامتریک نوری [۳] ، نمایشگر های لیزری [۴] و .... دارد. امروزه تولید لیزر سبز توسط لیزر های فیبری پیوسته با استفاده از تولید هارمونیک دوم در کریستال های فرو الکتریک شبه تطبیق فازی (QPM) به علت بازده بالاتر آنها نسبت به کریستال های دو شکستی، بسیار مورد توجه قرار گرفته است. در میان کریستال‌های شبه تطبیق فازی، کریستال MgO:PPLN به علت ضریب غیر خطی بالا $d_{eff}=16pm/v$ و طول برهمکنش زیاد (۸۰ میلیمتر) ارجحیت دارند. اما این کریستال ها در محدوده طول موج مرئی آستانه آسیب پایینی دارند اگر چه آلایش MgO تا حدی باعث شده است که آستانه آسیب آنها افزایش پیدا کند [۵]. نمونه دیگر از کریستال های QPM مورد استفاده برای تولید نور سبز، کریستال MgO:PPLT است که ضریب غیر خطی آن کمتر و برابر d_{eff} =10pm/v بوده ولی هدایت گرمایی بسیار بالای آن موجب افزایش آستانه تخریب نسبت به کریستال MgO:PPLN می شود[۶]. بزرگترین مانع دستیابی به بازده بالا در این نوع کریستال ها، توزیع غیر یکنواخت حرارتی در طول کریستال است، که در توان های بالاتر اثر خود را نشان می دهد. این توزیع غیر متقارن در طول کریستال منجر به عدم تطبیق فازی امواج اصلی و هارمونیک دوم می شود. در این مقاله اثر توزیع حرارتی در طول کریستال بر بازده تولید هارمونیک دوم با استفاده از لیزر فیبری پیوسته ۱۰۶۴ نانومتر بررسی خواهد شد. همچنین مقایسه ای بین بازده تولید هارمونیک دوم در کریستال های MgO:PPLN و MgO:PPLT به ازای توان های فرودی مختلف و با درنظر گرفتن اثرات توزیع حرارتی انجام می‌شود.

معادلات و تئوری

کریستال های فروالکتریک ضریب غیر خطی بالاتری نسبت به کریستال های دو شکستی دارند ولی به علت جذب بالای نور مرئی، امکان آسیب کریستال در توان های بالا وجود دارد. ضریب جذب برای نور سبز در کریستال MgO:PPLT برابر با m^{-1} ۱,۵۷ و برای طول موج ۱۰۶۴ نانومتر برابر m^{-1} ۰,۱۷ است[۷].

برای تعیین بازده تولید هارمونیک دوم، معادلات جفت شده(۱) با در نظر گرفتن جملات مربوط به جذب خطی میدان ها حل می شود تا تغییرات دامنه میدان های اصلی و هارمونیک دوم طی انتشار در طول کریستال بدست آید[۷].

$$\frac{dE_f}{dz}=i\,\frac{2d_z\omega_f}{n_f(T)c}E_S{E_f}^*\times\exp(-i\,\Delta k(T)\times z)-\frac{1}{2}\alpha_f E_f$$
$$\frac{dE_s}{dz}=i\,\frac{2d_z\omega_s}{n_s(T)c}{E_f}^2\times\exp(i\,\Delta k(T)\times z)-\frac{1}{2}\alpha_s E_s \qquad (۱)$$

که در آن ضرایب $E_{f,s}$ و $n_{f,s}(T)$ و $\alpha_{f,s}$ به ترتیب دامنه های میدان، ضرایب شکست متغیر با دما و ضرایب جذب امواج اصلی و هارمونیک دوم می باشد. در کریستال های شبه تطبیق فازی مقدار ضریب غیر خطی d_z برابر با :

$$d_z=d_{eff}\,sign[\cos(2\pi z/\Lambda)] \qquad (۲)$$

همچنین عدم تطبیق فازی Δk برابر است با :

$$\Delta k(T)=2\pi\left(\frac{2n_f(T)}{\lambda_f}-\frac{n_s(T)}{\lambda_s}-\frac{1}{\Lambda}\right) \qquad (۳)$$

است که در آن Λ تناوب شبکه کریستال شبه تطبیق فازی (QPM) می‌باشد. با توجه به وابستگی ضرایب شکست و در نتیجه تطبیق فازی Δk به دما، تغییرات دامنه میدان ها در طول کریستال به تغییرات دما وابسته می‌باشد. بنابراین معادله حرارت (۴) برای بدست آوردن توزیع دمایی در طول کریستال بصورت جفت شده با معادلات (۱) باید حل شوند، تا تغییرات دامنه میدان های اصلی و هارمونیک دوم با درنظر گرفتن توزیع حرارتی داخل کریستال بدست آیند.

$$\nabla^2T(r)={Q(r)}/{K}$$
$$Q(r)=-\frac{2C\varepsilon_0}{K}(\alpha_f n_f|E_f(r)|^2+\alpha_s n_s|E_s(r)|^2) \qquad (۴)$$
$$-K\left.\frac{\partial T(x,y,z)}{\partial z}\right|_{z=0}=h[T(x,y,z=0)-T_0]$$

در معادله فوق پارامتر های C و K و h به ترتیب ضریب گرمایی ویژه، ضریب رسانش حرارتی، و ضریب همرفتی هستند. برای بدست آوردن بازده هارمونیک دوم، نسبت توان خروجی هارمونیک دوم به توان فرودی موج اصلی به صورت زیر محاسبه میشود[۸]:

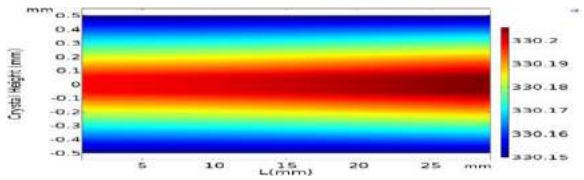
قابل دسترسی باشد www.opsi.ir این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت

$$\eta = \frac{P_{2\omega}(L)}{P_{\omega}(0)} = \frac{8\pi^2 d_{eff}^2}{n_f^2 n_s c \varepsilon_0 \lambda_f^2}\left[\frac{P_{\omega}L^2}{A}\right]\mathrm{sinc}^2\left(\frac{\Delta K(T)L}{2}\right) \quad (۵)$$

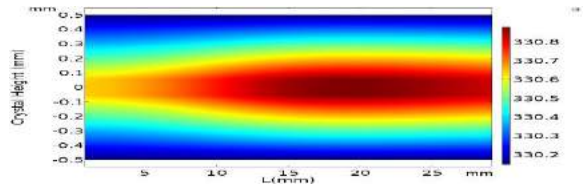
در رابطه فوق تابعیت دما برای مقدار عدم تطبیق فازی و درنتیجه بازده خروجی مشاهده می‌شود.

نتایج

برای بررسی اثر توزیع حرارتی ناشی از جذب باریکه های فرودی و تولیدی روی بازده تولید هارمونیک دوم، معادلات موج جفت شده (۱) و معادله حرارت (۴) به طور همزمان حل شدند. کمره ی پرتو در ورودی کریستال MgO:PPSLT برابر ۳۰ میکرون، و طول کریستال برابر با ۳۰ میلیمتر و تناوب شبکه کریستال $\Lambda = 8\mu m$ فرض شده است. همچنین دمای تطبیق فازی برابر با ۳۳۰،۱۵ کلوین می‌باشد[۷]. شکل (۱) a و b توزیع دما در طول کریستال را به ترتیب به ازای توان فرودی ۵ و ۵۰ وات نشان می‌دهد. همان طور که مشاهده می‌شود به ازای توان فرودی ۵ وات توزیع دما تقریبا یکنواخت بوده و اختلاف دمای بیشینه کریستال نسبت به دمای تطبیق فازی کمتر از ۰،۱ درجه می‌باشد، اما به ازای توان فرودی ۵۰ وات توزیع حرارتی در طول کریستال بسیار غیر یکنواخت شده و اختلاف دمای بیشینه کریستال و دمای تطبیق فازی ۰،۷ درجه را نشان میدهد. مهمترین علت غیر یکنواخت بودن توزیع حرارتی در توان های بالا، جذب هارمونیک دوم در کریستال است. در توان های فرودی بالا به علت اینکه تولید هارمونیک دوم بیشتر است، جذب کریستال نیز بیشتر می‌شود و عدم تطبیق فازی به علت اختلاف دمای زیاد نسبت به دمای تطبیق فازی افزایش میابد و میدان هارمونیک دوم در طول کریستال افت شدیدتری خواهد داشت. به همین علت غیر یکنواختی حرارتی در توان های بالا در طول کریستال محسوس تر است. در شکل (۲)، تغییرات دامنه میدان هارمونیک دوم برای توان فرودی ۵ وات در طول کریستال با و بدون در نظر گرفتن توزیع حرارتی نشان داده شده است. نقاط مربعی / دایروی دامنه میدان ها را بدون/ با در نظر گرفتن توزیع حرارتی نشان می دهند. همان طور که مشاهده می شود، در توان ۵ وات تفاوت قابل ملاحظه ای برای اندازه میدان خروجی هارمونیک دوم با و بدون در نظر گرفتن توزیع حرارتی وجود ندارد. شکل (۳) تغییرات اندازه دامنه هارمونیک دوم در طول کریستال را به ازای توان فرودی ۵۰ وات نشان می دهد. با توجه به شکل، در این حالت دامنه هارمونیک دوم با در نظر گرفتن توزیع حرارتی افت قابل توجهی نسبت به بدون در نظر گرفتن توزیع حرارتی پیدا کرده و بازده هارمونیک دوم از ۱۷ درصد به ۴ درصد کاهش پیدا کرده است.

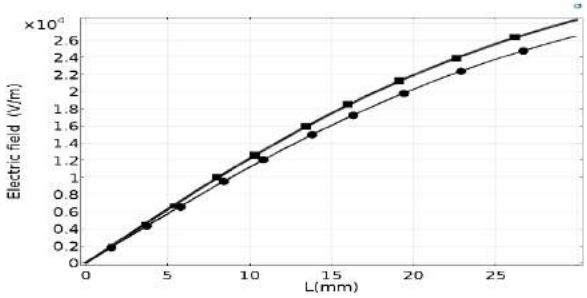


(a)



(b)

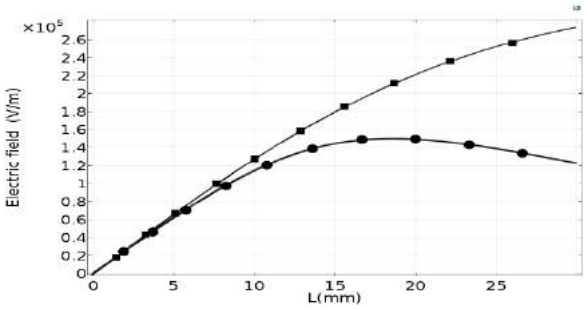
شکل ۱) توزیع حرارتی داخل کریستال MgO:PPSLT به ازای توان فرودی a) ۵ وات b) ۵۰ وات



شکل ۲) تغییرات دامنه میدان هارمونیک دوم (نقاط مربعی) و با (نقاط دایروی) در نظر گرفتن اثرات حرارتی به ازای توان فرودی ۵ وات.

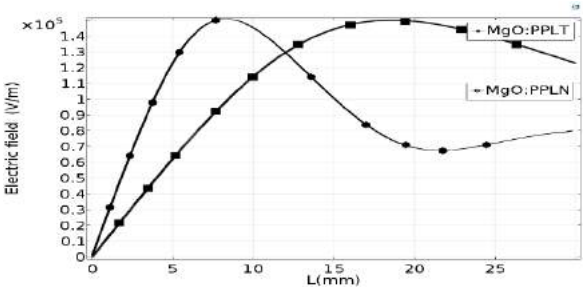
علت این پدیده افزایش عدم تطبیق فازی حاصل از تغییر ضریب شکست با تغییر دما می باشد. برای صفر شدن عدم تطبیق فازی (Δk) در معادله (۳) باید $\Lambda = \frac{2\pi}{\Delta k'}$ باشد که در آن $\Delta k' = 2k_1 - k_2$ است. به ازای تناوب شبکه ثابت در طول کریستال، تغییرات ضریب شکست در اثر تغییر دما باعث تغییر مقدار عدم تطبیق فازی Δk می‌شود. در مکان هایی با دمای بالاتر از دمای تطبیق فازی مقدار Δk افزایش پیدا کرده و این عدم تطبیق فازی موجب افت توان هارمونیک دوم تولیدی می‌شود.

قابل دسترسی باشد www.opsi.ir این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت



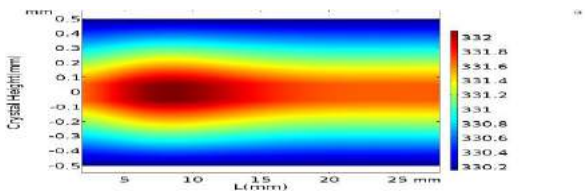
شکل ۳) تغییرات دامنه میدان بدون (نقاط مربعی) و با (نقاط دایروی) در نظر گرفتن اثرات حرارتی به ازای توان فرودی ۵۰ وات.

شکل (۴) مقایسه ای بین دامنه میدان خروجی هارمونیک دوم در کریستال های MgO:PPLT و MgO:PPLN برای توان ورودی ۵۰ وات نشان می‌دهد. همان طور که از شکل نتیجه می‌شود با وجود بالاتر بودن ضریب غیر خطی کریستال MgO:PPLN و رشد سریع تر میدان تولیدی هارمونیک دوم، اندازه دامنه میدان خروجی کریستال MgO:PPLT به ازای طول های کریستال بزرگتر از ۱۲ میلی متر بیشتر است. کاهش دامنه میدان خروجی در کریستال MgO:PPLN بدلیل رسانندگی گرمایی پایین و نتیجتا توزیع حرارتی بسیار نا متقارن آن است. البته برای توان‌های پایین استفاده از کریستال های PPLN به صرفه تر است زیرا تاثیرات گرمایی نا چیز بوده و کاهش بازده قابل توجه نمی‌باشد. در شکل (۵) توزیع حرارتی برای کریستال MgO:PPLN به ازای توان فرودی ۵۰ وات نشان داده شده است.



شکل ۴) تغییرات دامنه میدان در طول کریستال MgO:PPSLT (مربعی) MgO:PPLN (دایروی) به ازای توان فرودی ۵۰ وات.

تفاوت بیشینه دما ایجاد شده نسبت به دمای تطبیق فازی در کریستال حدود ۲ درجه می‌باشد، در حالی که برای کریستال MgO:PPLT این اختلاف حدود ۰,۷ درجه است. این توزیع حرارتی بسیار نامتقارن در کریستال MgO:PPLN موجب کاهش شدیدتر میدان خروجی شده است.



شکل ۵) توزیع حرارتی داخل کریستال MgO:PPLN به ازای توان فرودی ۵۰ وات

جمع بندی

در این مقاله با حل همزمان معادلات انتشار میدان اصلی و هارمونیک دوم و معادله حرارت به بررسی میزان اثرگذاری توزیع حرارتی کریستال روی دامنه میدان هارمونیک دوم تولیدی به ازای توان های فرودی مختلف پرداخته شد. همچنین با مقایسه ی بین بازده کریستال MgO:PPLT و MgO:PPLN نتیجه شد که به ازای توان های فرودی بالا، کریستال های MgO:PPLT به علت رسانندگی بیشتر، بازده بالاتری نسبت به کریستال های MgO:PPLN نشان می‌دهند.

مراجع :

[1] SADICK, NEiL S.; WEISS, RoBERT. The utilization of a new yellow light laser (578 nm) for the treatment of class I red telangiectasia of the lower extremities. *Dermatologic surgery*, 2002, 28.1: 21-25.

[2] S. C. Kumar, G. K. Samanta, K. Devi, S. Sanguinetti, and M. Ebrahim-Zadeh, "Single-frequency, high-power, continuous-wave fiber-laserpumped Ti:sapphire laser," *Appl. Opt.*, vol. 51, no. 1, pp. 15–20, Jan. 2012.

[3] G. K. Samanta, S. C. Kumar, R. Das, and M. Ebrahim-Zadeh,"Continuous-wave optical parametric oscillator pumped by a fiber laser green source at 532 nm," *Opt. Lett.*, vol. 34, no. 15, pp. 2255–2257, Aug. 2009.

[4] X. Chang-Qing, "Periodically poled optical nonlinear crystals for laser display applications," in *Proc. Opt. Fiber Commun. Optoelectr. Expo. Conf.*, Oct. 2008, pp. 1–3.

[5] T. Volk, N. Rubinina, and M. W¨ohlecke, "Optical-damage resistant impurities in lithium niobate," *J. Opt. Soc. Amer. B*, vol. 11, no. 9, pp. 1681– 1687, Sep. 1994.

[6] N. E. Yu, S. Kurimura, Y. Nomura, and K. Kitamura, "Stable high-power green light generation with thermally conductive periodically poled stoichiometric lithium tantalate," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 43, pp. L1265– L1267, Sep. 2004.

[7] Louchev, Oleg A., et al. "Thermal inhibition of high-power second-harmonic generation in periodically poled Li Nb O 3 and Li Ta O 3 crystals." *Applied Physics Letters* 87.13 (2005): 131101.

[8] FEJER, Martin M., et al. Quasi-phase-matched second harmonic generation: tuning and tolerances. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1992, 28.11: 2631-2654.

قابل دسترسی باشد www.opsi.irاین مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت

کاربرد نانوساختارهای پلاسمونیک در بهبود مشخصات آشکارسازهای نوری باند مادون قرمز میانی مبتنی بر گرافن

بهنام جعفری[۱]، هادی صوفی[۱]

[۱]دانشکده مهندسی فناوری های نوین، دانشگاه تبریز، تبریز ۵۱۶۶۶۱۶۴۷۱، ایران

استفاده از گرافن در آشکارسازهای نوری به دلیل دینامیک بسیار سریع حامل ها و جذب مستقل از فرکانس این ماده، از جذابیت های بسیاری برخوردار است. با این حال میزان کم جذب آن بر روی پارامترهای آشکارسازی تاثیر منفی می گذارد. در این مقاله یک آشکارساز نوری مادون قرمز میانی مبتنی بر گرافن تک لایه طراحی و مدل سازی شده است که در ساختار آن، نانوآنتن های فلزی برای افزایش جذب و بهبود مشخصات آشکار ساز قرار گرفته است. این نانوساختارها توسط اثرات پلاسمونیک و افزایش شدید شدت میدان الکتریکی موج در مرز مشترک فلز-گرافن، موجب افزایش جذب گرافن می شوند. در این مقاله نشان داده شده است که با تغییرات اندک در ساختار نانوآنتن می توان پیک جذب را بین طول موج های ۴ تا ۶μm جابجا کرد. هم چنین اثر پتانسیل شیمیایی گرافن بر روی میزان جذب نیز بررسی شده است. به طور خلاصه، در این مقاله، بیشینه مقدار جذب برای آشکارساز طراحی شده برای طول موج های ۴/۶μm و ۵/۵μm به ترتیب برابر با ۹٪ و ۱۲٪ محاسبه شده است. هم چنین نشان داده شده است که با افزودن یک لایه دیگر گرافن می توان جذب در طول موج ۴/۶μm را تا ۱۴٪ افزایش داد.

کلید واژه- آشکارسازهای نوری مادون قرمز ، گرافن ، پلاسمونیک

Application of Plasmonic Nano Structures in Enhancing the Characteristics of Graphene Based Mid-IR Photo Detectors

Behnam Jafari[1], Hadi Soofi[1]

[1]School of Engineering- Emerging Technologies, University of Tabriz, Tabriz 5166616471, Iran

Abstract- Employing graphene in optical photo detectors is very promising due to the unique features of graphene such as fast dynamic of carriers and wavelength independent absorption. However, the low absorption of graphene has a negative impact on the photo detection characteristics. In this article, a mid-Infrared photo detector based on single layer graphene is designed and simulated which incorporates metallic Nano-antennas to enhance the absorption and hence the photo-detector response. In these structures, plasmonic effects are responsible for the enhanced absorption by severely increasing the electric field magnitude at the metal-graphene interface. In this article, it is shown that by a slight modification in the nanostructure design, it is possible to shift the peak absorption wavelength between 4 to 6μm. The impact of the graphene chemical potential on the absorption strength is also discussed. In brief, maximum absorption of the designed photo detector for 4.6μm and 5.5μm are calculated to be 9% and 12% respectively. Moreover, it is shown that by addition of another layer of graphene, it is possible to increase the absorption at the wavelength at λ=4.6μm to nearly 14%.

Keywords: Mid-Infrared photo detectors, Graphene, Plasmonics

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

استفاده از گرافن در آشکارسازهای نوری در سالیان اخیر توجه فراوانی را به خود جلب کرده است [۱] که عمده دلیل آن را می توان خواص منحصر به فرد گرافن از جلمه دینامیک بسیار سریع حامل ها [۲]، جذب مستقل از طول موج [۳]، مشخصات نوری قابل تنظیم با استفاده از دوپینگ الکترواستاتیکی [۴]، نرخ تلفات کم، قابلیت تحرک بالا و توانایی حبس انرژی الکترومعناطیسی در حجم بسیار کوچک،[۵] دانست. قابلیت تحرک بالای گرافن باعث تبدیل شدن بسیار سریع فوتون یا پلاسمون به جریان یا ولتاژ الکتریکی می شود. از طرف دیگر، میزان جذب نوری گرافن تک لایه برای یک موج الکترومغناطیسی که به صورت عمود بر آن بتابد، تقریبا مستقل از فرکانس نور و برابر با $\alpha\pi = 2.3\%$ است. تا به حال آشکارسازهای نوری گرافنی مبتنی بر اثرات فیزیکی مختلفی نظیر اثر فتوولتایی [۶] و اثر فوتو-ترمو-الکتریکی [۷] در بازه های فرکانسی مختلفی نظیر ماوری بنفش، مادون قرمز و تراهرتز با مشخصات قابل توجه معرفی شده اند. علی رغم قابلیت های مهم برشمرده در سطور فوق برای گرافن، میزان جذب اندک گرافن تک لایه، یکی از موانع مهم در طراحی آشکارسازهای نوری گرافنی است.

یکی از روش های نوین پیشنهاد شده در سالیان اخیر برای افزایش اندرکنش موج الکترومغناطیسی با گرافن، استفاده از نانوساختارهای های فلزی و استفاده از اثرات پلاسمونیک است. یکی از خصوصیات مهم پلاسمون پلاریتون های سطحی حبس شدید نور و لذا افزایش شدت میدان الکتریکی موج در مرز بین فلز-دی الکتریک یا فلز-گرافن است. در این ساختارها، جذب نوری گرافن به دلیل اثرات پلاسمونیکی این نانوساختارهای فلزی تا حد بسیار زیادی افزایش می یابد. با ترکیب گرافن با نانوساختارهای فلزی در سالیان اخیر آشکارسازهایی با مشخصات بهبود یافته در بازه طول موجی مرئی [۸] و همچنین مادون قرمز دور [۹] پیشنهاد شده اند. در یک پژوهش دیگر، با استفاده از نانوآنتن های فلزی جذب نوری گرافن تک لایه تا ۹٪ افزایش یافته و آشکارسازی با پاسخ دهی ۰/۴V/W در طول موج ۴/۴۵μm در حوزه مادون قرمز میانی پیشنهاد شده است [۱۰].

در مقاله حاضر، یک آشکار ساز با ساختاری شامل نانوآنتن های فلزی کوپل شده به گرافن پیشنهاد شده است و نشان داده شده است که توسط بهینه سازی ساختارنانوآنتن می توان نسبت توان جذب شده را تا ۱۲٪ افزایش داد. هم چنین تاثیر پتانسیل شیمیایی گرافن بر روی میزان جذب بررسی شده است و در نهایت نشان داده شده است که با افزودن یک لایه گرافن دیگر بر روی ساختار می توان میزان جذب را به تقریبا ۱۴٪ رساند. انتظار می رود این میزان قابل توجه در بهبود جذب باعث بهبود جریان نوری و سایر مشخصات آشکارسازی گردد.

۲- طراحی آشکار ساز

یکی از روش های محاسبه ی جذب نوری گرافن استفاده از مدل هدایت سطحی می باشد. هدایت سطحی برای یک لایه ی گرافن $\sigma(\omega,\mu_C,\Gamma,T)$ تابعی از فرکانس زاویه ای ω ، پتانسیل شیمیایی μ_C ، نرخ برخورد حامل ها Γ و دمای T می باشد [۱۱].

$$\sigma(\omega,\mu_c,\Gamma,T)=\frac{je^2(\omega-j2\Gamma)}{\pi\hbar^2}\times \left[\frac{1}{(\omega-j2\Gamma)^2}\int_0^\infty \varepsilon\left(\frac{\partial f_d(\varepsilon)}{\partial\varepsilon}-\frac{\partial f_d(-\varepsilon)}{\partial\varepsilon}\right)d\varepsilon - \int_0^\infty \frac{f_d(-\varepsilon)-f_d(\varepsilon)}{(\omega-j2\Gamma)^2-4(\varepsilon/\hbar)^2}d\varepsilon\right] \quad (۱)$$

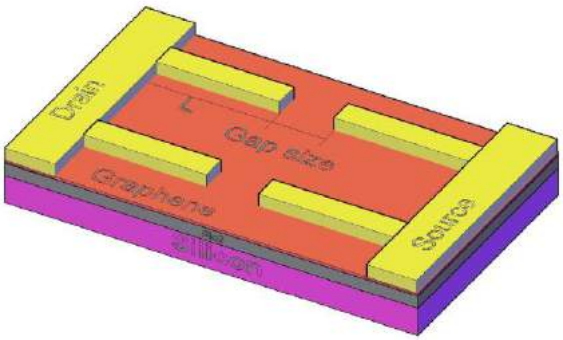
در رابطه (۱)، e بار الکترون، $\hbar$ ثابت پلانک کاهیده و $f_d(E)$ تابع توزیع فرمی دیراک می باشد. در رابطه (۱) عبارت اول گذارهای درون باندی (Intraband) و عبارت دوم گذارهای بین باندی (Interband) را نشان می دهد. در رابطه (۲)، μ پتانسیل شیمیایی گرافن است.

هم چنین با استفاده از مدل هدایت سطحی، می توان میزان توان نوری جذب شده در سطح گرافن را از رابطه (۲) محاسبه کرد [۱۱]. در این رابطه فرض شده است که گرافن در صفحه x-y واقع شده است. هم چنین E_x و E_y مولفه های میدان الکتریکی موج الکترومغناطیسی در راستاهای x و y بر روی سطح گرافن هستند.

$$\langle p\rangle=\frac{1}{2}\iint(\mathrm{Re}(\sigma_{xx})|E_x|^2+\mathrm{Re}(\sigma_{yy})|E_y|^2)dxdy \quad (۲)$$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

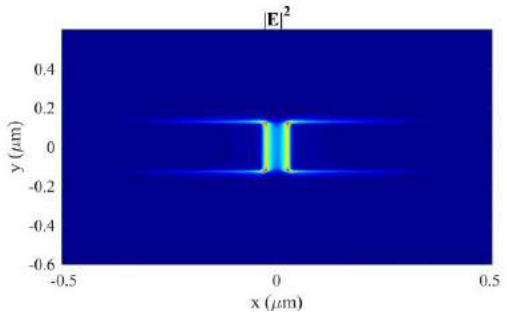
نمای بالا از آشکارساز پیشنهادی در شکل ۱ دیده می شود. همان طور که مشاهده می شود، این آشکارساز از آنتن های کوپل شده پشت سر هم بر روی ورقه ی گرافنی تشکیل یافته است. هر یک از آنتن ها هم به عنوان الکترودی برای جمع آوری حامل های نوری و هم شکاف بین آنها به عنوان محلی برای متمرکز شدن شدت میدان الکتریکی می باشد. در شکاف بین آنتن ها اندرکنش بین نور و گرافن شدیدا افزایش می یابد. هر کدام از آنتن ها از یک لایه پالادیوم به ضخامت ۱۰ نانومتر زیر فلز طلا (به ضخامت ۳۰ نانومتر) تشکیل شده است. پالادیوم به منظور کمتر کردن مقاومت اتصال بین گرافن و طلا استفاده شده است. مقاومت اتصال بین گرافن و فلز به دلیل چگالی حالت های کم گرافن در مقایسه با فلز محدود می شود. هم چنین نشان داده شده است که این مقاومت به پتانسیل شیمیایی گرافن وابسته است [۱۲]. برای مثال برای اتصال پالادیوم/گرافن، مقاومت ویژه از حدود ۹۰۰Ωcm برای پتاسیل شیمیایی در نقطه دیراک به حدود ۲۰۰Ωcm برای گرافن شدیداً دوپ شده کاهش می یابد. هم چنین سیلیکون زیرین به عنوان گیت برای کنترل پتانسیل شیمیایی گرافن استفاده شده است.



شکل۱: شماتیک سه بعدی از آشکارساز نوری_گرافنی بهبود داده شده با نانو ذرات فلزی. ساختار در جهت طولی و عرضی متناوب می باشد ، دوره ی تناوب نانو ذرات در جهت عرضی ۱/۲μm می باشد، هر یک از شکاف های ما بین آنتن ها به عنوان یک نانو آشکارساز نوری در نظر گرفته شده است.

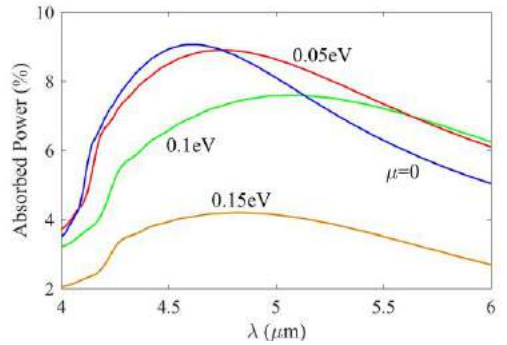
۳- نتایج و بحث

با استفاده از روش FDTD چگونگی توزیع میدان الکتریکی تحت تابش نور فرودی محاسبه شده است. شکل ۲ توزیع میدان الکتریکی در فاصله ی ۱ نانومتری از سطح گرافن را نشان می دهد، شدت میدان الکتریکی در داخل شکاف بین دو آنتن متمرکز شده است.



شکل۲: نمودار توزیع اندازه ی میدان الکتریکی در طول موج رزونانس ساختار (نرمالیزه). مانیتور ثبت میدان الکتریکی در یک نانومتری بالای سطح گرافن قرار داده شده است.

در شکل ۳ نسبت توان جذب شده در سطح گرافن به توان موج فرودی که توسط رابطه (۳) محاسبه شده است بر حسب طول موج و برای سطوح پتانسیل شیمیایی مختلف آورده شده است. در این شکل، فاصله بین نانوآنتن ها برابر با ۶۰nm می باشد. همان طور که ملاحضه می شود، بیشترین میزان جذب برابر ۹٪ برای سطح پتانسیل شیمیایی صفر یا در واقع گرافن ذاتی است. زیرا در این سطح شیمیایی، گذارهای بین باندی به دلیل خالی بودن حالت های نوار هدایت و پر بودن حالت های نوار ظرفیت با بیشترین شدت انجام می گیرند. همان طور که از شکل ۳ برمی آید، طول موج رزونانس ساختار برای گرافن ذاتی، $\lambda_R \approx 4.6\mu m$ می باشد.

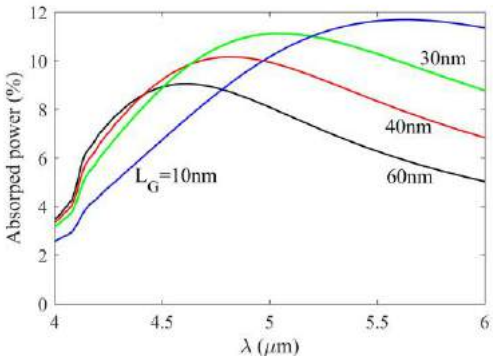


شکل ۳: نسبت توان نوری جذب شده در سطح گرافن بر حسب طول موج به ازای پتانسیل های شیمیایی مختلف.

با بهینه کردن ابعاد آنتن ها می توان میزان جذب را افزایش داد و نیز طول موج متناظر با پیک جذب که در واقع همون طول موج رزونانس پلاسمون ها است را جابجا کرد. در شکل ۴ نمودار جذب نور بر حسب فاصله شکاف

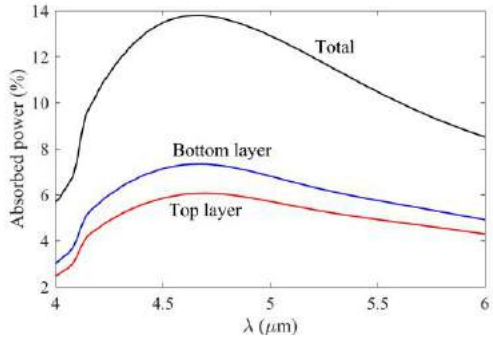
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

بین آنتن ها نشان داده شده است. هانطور که دیده می شود با کاهش دادن شکاف بین آنتن ها مقدار جذب افزایش یافته است و پیک جذب به سمت طول موج های بلندتر شیفت یافته است. میزان جذب برای فاصله بین نانوآنتن ها برابر با ۱۰nm دارای بیشترین مقدار در طول موج ۵/۵μm و برابر با تقریبا ۱۲٪ است.



شکل۴: درصد توان جذب شده در سطح گرافن بر حسب فاصله شکاف بین آنتن ها.

برای افزایش جذب ساختار و بهبود مشخصات آشکار ساز نوری در طول موج ۴/۶μm، در این مقاله استفاده از دو لایه گرافن که یکی از آن ها زیر الکترودهای طلا و دیگری بر روی الکترودهای طلا قرار می گیرد، پیشنهاد شده است. در واقع در شکل ۱، یک لایه دیگر گرافن نیز بر روی الکترودهای طلا قرار گرفته است. نسبت توان جذب شده در این دو لایه گرافن به همراه جذب کلی در شکل ۵ نشان داده شده است.



شکل۵ : درصد توان جذب شده در گرافن پایینی (خط چین)، بالایی نقطه-خط) و جذب کل ساختار (خط ساده) بر حسب طول موج.

همان طور که در شکل ۵ نشان داده شده است، میزان جذب به حدود ۱۴٪ افزایش می یابد. این جذب افزایشی تقریباً ۵۰ درصدی را نسبت به مقاله مرجع نشان می دهد. علاوه بر آن، در این مقاله نشان داده شد که مشخصات ساختاری و نیز پتانسیل شیمیایی نیز بر روی طول موج رزونانس تاثیر زیادی دارد و به طور مثال، با کنترل پتانسیل شیمیایی توسط اعمال ولتاژ گیت، می-توان یک آشکار ساز نوری تنظیم پذیر طراحی نمود.

۴- نتیجه گیری:

در این مقاله نشان دادیم که می توان از نانوآنتن های فلزی کوپل شده به گرافن برای افزایش جذب گرافن و طراحی آشکارسازهای مادون قرمز میانی با مشخصات بهینه بهره برد. هم چنین نشان داده شده است که میزان جذب به طراحی نانوساختار وابسته است. برای مثال در نانوآنتن پیشنهاد شده، با کاهش فاصله بین نانوآنتن ها، میزان جذب افزایش یافته و طول موج آشکارسازی به سمت طول موج های بلندتر شیفت پیدا می کند. در این مقاله، آشکارسازی با جذب تقریبا ۱۲٪ در طول موج ۵/۵μm طراحی شده است. هم چنین نشان داده شده است که با افزودن یک لایه گرافن دیگر به ساختار می توان میزان جذب را به تقریبا ۱۴٪ در طول موج ۴/۶μm افزایش داد.

مراجع:

[1] F. Koppens, T. Mueller, et al., "Photodetectors based on graphene, other two-dimensional materials and hybrid systems", Nature Nanotechnology, vol. 9, pp. 780-793, 2014.
[2] D. Brida, A. Tomadin, et al., "Ultrafast collinear scattering and carrier multiplication in graphene", Nature Communications, vol. 4, 2013.
[3] J. Dawlaty, S. Shivaraman, et al., "Measurement of the optical absorption spectra of epitaxial graphene from terahertz to visible", Applied Physics Letters, vol. 93, p. 131905, 2008.
[4] Z. Li, E. Henriksen, et al., "Dirac charge dynamics in graphene by infrared spectroscopy", Nature Physics, vol. 4, pp. 532-535, 2008.
[5] A. Grigorenko, M. Polini and K. Novoselov, "Graphene plasmonics", Nature Photonics, vol. 6, pp. 749-758, 2012.
[6] T. Mueller, F. Xia, et al., "Role of contacts in graphene transistors: A scanning photocurrent study", Physical Review B, vol. 79, 2009.
[7] X. Xu, N. Gabor, et al., "Photo-Thermoelectric Effect at a Graphene Interface Junction", Nano Letters, vol. 10, pp. 562-566, 2010.
[8] T. Echtermeyer, S. Milana, et al., "Surface Plasmon Polariton Graphene Photodetectors", Nano Letters, vol. 16, pp. 8-20, 2015.
[9] Y. Su, Z. Guo, et al., "Ultra-sensitive graphene photodetector with plasmonic structure", Applied Physics Letters, vol. 109, p. 173107, 2016.
[10] Y. Yao, R. Shankar, et al., "High-Responsivity Mid-Infrared Graphene Detectors with Antenna-Enhanced Photocarrier Generation and Collection", Nano Letters, vol. 14, pp. 3749-3754, 2014.
[11] G. Hanson, "Dyadic Green's functions and guided surface waves for a surface conductivity model of graphene", Journal of Applied Physics, vol. 103, p. 064302, 2008.
[12] F. Xia, V. Perebeinos, et al., "The origins and limits of metal–graphene junction resistance", Nature Nanotechnology, vol. 6, pp. 179-184, 2011.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

تاثیر پدیده انحراف پرتو بر نیمرخ پرتوهای خروجی در OPCPA در مواد دومحوری

غلامرضا محمدی، فاضل جهانگیری و رضا مسعودی

پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی، اوین، تهران

چکیده - تقویت پارامتری پالس‌های نوری چیرپ شده (OPCPA) را با در نظر گرفتن اثر انحراف پرتو در یک بلور غیرخطی دارای دو محور نوری به صورت عددی مورد مطالعه قرار می‌دهیم. با در نظر گرفتن باریکه سیگنال ورودی دارای نیمرخ گوسی و طول موج ۸۰۰ نانومتر و باریکه پمپ دارای نیمرخ سوپرگوسی مرتبه ۳ و طول موج ۵۳۲ نانومتر، تاثیر پدیده انحراف پرتو بر نیمرخ فضایی پرتو تقویت شده را بررسی کرده و شرایطی را که در آن تاثیر منفی ناشی از این پدیده کمینه می‌شود، استخراج می‌کنیم. در نتیجه‌ی این محاسبات، طول مناسب بلور مورد نیاز برای دستیابی به بیشترین بهره تقویت انرژی به دست آمده و همچنین بهترین کیفیت ممکن برای پرتو سیگنال تقویت شده حاصل می‌شود. نتایج به دست آمده نشان می‌دهد که با انتخاب مناسب شرایط اولیه می‌توان پدیده انحراف پرتو را که اثر قابل ملاحظه‌ای بر انتقال انرژی از پرتو پمپ به سینگال دارد محدود کرده و میزان تقویت حاصل را بهبود بخشید.

کلید واژه- تقویت پارامتری، انحراف پرتو، نیمرخ پرتو، بلور دومحوری.

The influence of the walk-off effect on the output beam profile in OPCPA in biaxial materials

Gholamreza Mohammadi, Fazel Jahangiri, and Reza massudi

Laser and plasma research institute, Shahid Beheshti University, Evin, Tehran

Abstract- Optical parametric chirped pulse amplification (OPCPA) is numerically investigated in a nonlinear biaxial crystal by taking into account the walk-off effect. By considering a Gaussian signal beam with the wavelength of 800 nm and a third-order super-Gaussian pump beam at the wavelength of 532 nm, the influence of the walk-off effect on the spatial profile of the amplified beam is investigated and the conditions under which the influence of walk-off effect is minimized are extracted. Based on the calculations, the optimum crystal length for maximum energy gain is obtained and the best possible beam quality for the amplified signal is achieved. Our results reveal that the unwanted influence of the walk-off effect on the energy conversion from pump beam to the signal would be minimized under the properly chosen conditions and leads to an improved amplification gain.

Keywords: parametric amplification, walk-off, beam profile, biaxial crystal.

۱- مقدمه

با گذشت نزدیک به سه دهه از پیشنهاد روش تقویت پارامتری

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

پالس‌های لیزری چیرپ‌شده(OPCPA) توسط دوبیتس[۱]، این روش به یک فناوری حیاتی در سیستم‌های لیزری فوق کوتاه و شدت بالا تبدیل شده و امکان دستیابی به توان‌های بسیار بالا از مرتبه پتاوات[۲] را فراهم آورده است. علت توسعه این فناوری، مزایای نسبی آن در مقایسه با روش استاندارد تقویت پالس‌های لیزری چیرپ‌شده(CPA) است که از جمله آنها عبارتند از پهنای باند تقویت بیشتر، بهره یک‌بار عبور بالاتر، به حداقل رسیدن اثرات حرارتی، کوک‌پذیری طول موجی و تولید باریکه‌ای پر شدت در طول موجی غیر از طول موج‌های ورودی. این مزایا در کاربردهای روز افزون پالس‌های لیزری فوق کوتاه و پرشدت نظیر تولید تابش‌های اشعه X فوق سریع، تحقیق و مطالعه در زمینه برهمکنش‌های لیزر با مواد، شتاب ذرات باردار و ایجاد ساختارهای داخلی درون مواد دارای اهمیت می‌باشد. از این رو، این فناوری توجه بسیاری از فعالان این حوزه را به خود جلب کرده و در بسیاری از سیستم‌های لیزری توان بالا مورد استفاده قرار گرفته است [۱][۳].

در کنار مزایای قابل توجه این روش، OPCPA نیز مانند هر روش دیگری ایرادها و چالش‌های خاص خود را دارد که از جمله مهمترین آنها عبارتند از وابستگی شدید به زاویه تطبیق فاز، همزمان‌سازی بین پالس‌ها، وجود پالس پمپ با توان بالا و سوپر فلورسانس پارامتری زمینه[۴].

از دیگر چالش‌های این روش می‌توان به مشخصات فضایی باریکه تقویت شده اشاره کرد که از نظر کاربردی دارای اهمیت فراوان می‌باشد. در این روش، بارگیری حرارتی ناچیز محیط تقویت می‌تواند به بهبود نیمرخ عرضی پالس تقویت شده کمک کند؛ اما پدیده انحراف پرتو[۳] که منشأ خطی دارد باعث کاهش کیفیت باریکه خروجی می‌شود. در نتیجه، بررسی میزان تاثیر همزمان این دو پدیده بر کیفیت باریکه خروجی و پیش‌بینی نحوه کنترل آن با کمک پارامترهای اولیه پالس از اهمیت تجربی برخوردار است که موضوع مقاله حاضر است. در این مقاله به شبیه‌سازی پدیده انحراف پرتو در طی فرآیند OPCPA در بلورهای غیرخطی دو محوری می‌پردازیم و تاثیر آن بر کیفیت باریکه خروجی را مورد بررسی قرار می‌دهیم. نتایج بررسی‌های ما نشان دهنده تأثیر شدید پدیده انحراف پرتو بر نیمرخ سیگنال تقویت شده است که می‌توان با تامین شرایط مناسب آن را به کمترین مقدار ممکن کاهش داد.

۲- اصول و مدل تئوری

فرآیند غیرخطی تقویت پارامتری اپتیکی(OPA[۴]) تکنیکی متداول برای تولید یک باریکه تقویت‌شده‌است که توسط شرایط تطبیق فازی، شامل اصل بقای اندازه حرکت خطی و اصل بقای انرژی، تعیین می‌شود. در این فرآیند، قطبش میدان‌ها از اهمیت برخوردار است به طوری‌که از میان تمام قطبش‌های ورودی به ماده، تنها یک قطبش در فرآیند غیرخطی شرکت کرده و تقویت می‌شود. محیط‌هایی که برای OPCPA استفاده می‌شوند، بلورهای خنثی، عایق و غیرمغناطیسی هستند که در جهت‌های مختلف بسته به قطبش فرودی ضرایب شکست متفاوتی دارند. این بلورها نسبت به مرکز نامتقارن‌اند، در طیف نسبتاً وسیعی از طول موج‌ها شفاف‌اند و ضرایب غیرخطی به نسبت بزرگی دارند.

در اپتیک خطی دوقطبی‌های ایجاد شده در ماده، با استفاده از یک تانسور رتبه دو به میدان الکتریکی مرتبط می‌شود. این رابطه باعث می‌شود که در حالت کلی بردارهای D و E هم جهت نباشند. در شرایط دور از جذب (که فرآیندهای پارامتری چنین‌اند) می‌توان دستگاه مختصاتی انتخاب کرد که در آن تانسور پذیرفتاری قطری باشد؛ این دستگاه را دستگاه اصلی می‌نامند. شبیه‌سازی‌های این مقاله برای بلورهای دومحوری انجام شده‌است که در دستگاه اصلی، سه عضو قطری تانسور پذیرفتاری از یکدیگر مستقل‌اند.

با استفاده از نظریه پوینتینگ و با فرض هم جهت نبودن بردارهای D و E، جهت انتشار انرژی و بردار موج متفاوت خواهد بود که پدیده انحراف پرتو را به وجود می‌آورد. به دلیل تفاوت در قطبش‌های ورودی، حتی در حالت هم‌خط نیز پرتوها از یکدیگر باز شده و بر فرآیند اثری منفی می‌گذارند.

با شروع از معادلات ماکسول و فرض موج تخت، معادله موج به صورت زیر در می‌آید:

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{\boldsymbol{E}}_m - k_{0m}^2 \vec{\varepsilon}_m \vec{\boldsymbol{E}}_m = 0 \qquad (۱)$$

در معادله فوق k_{0m} اندازه بردار موج فرکانس ω_m در خلاء و $\vec{\varepsilon}_m$ تانسور قطری پذیرفتاری نسبی ماده است، مقادیر قطر اصلی، ضرایب شکست اصلی بلور هستند که از رابطه سلمایر به دست آمده‌اند. با ضرب ماتریس دوران در معادله (۱)، جهت Z بر جهت بردار موج منطبق می‌شود. برای راحتی محاسبات، مؤلفه میدان الکتریکی درون صفحه X-Y را در جهت یکی از محورهای اصلی دستگاه مختصات دوران یافته قرار می‌دهیم. از آن‌جا که میدان الکتریکی هر مولفه‌ی فرکانسی در مد قطبشی خاصی نوسان می‌کند، می‌توان میدان الکتریکی دوران یافته را به صورت زیر بازنویسی کرد.

$$\vec{\boldsymbol{E}}_m(x,y,z) = E_m(x,y,z)\, e^{ik_{0m}N_m z}\, \hat{u}_m \qquad (۲)$$

با قرار دادن معادله (۲) در معادله (۱) و ضرب کردن $\hat{u}_m$ به صورت ضرب داخلی در آن، معادله زیر به دست می‌آید:

---

۱ Optical Parametric Chirped Pulse Amplification
۲ Chirped Pulse Amplification
۳ Walk-off
۴ Optical Parametric Amplification

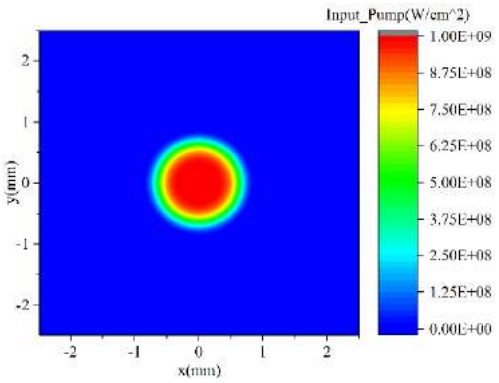
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

$$\left(\hat{u}_m \cdot \vec{\nabla}\right)^2 E_m - \nabla^2 E_m - k_{0m}^2 s_m E_m = 0 \quad (۳)$$

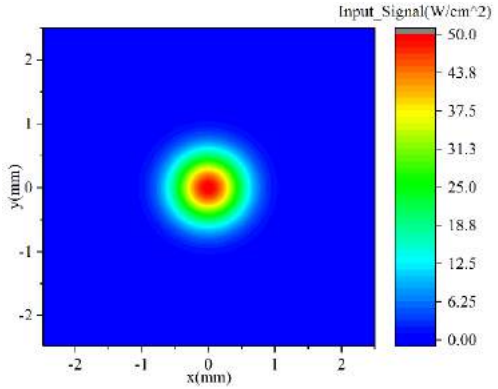
که در آن عدد s_m حاصل قرار گرفتن تانسور دوران یافته پذیرفتاری نسبی در میان یکه‌های بردار میدان الکتریکی ($\hat{u}_m$) است. همچنین می‌توان برای ساده‌تر شدن محاسبات از تقریب کند تغییر(SVA[۵]) در جهت انتشار استفاده کرد[۵].

برای حل عددی معادله (۳) از طول موج ۸۰۰nm و ۵۳۲nm برای پالس‌های سیگنال و پمپ استفاده شده‌است. انتشار در دستگاه اصلی، در صفحه X-Y (به جهت کمینه کردن زاویه انحراف پرتو) و در زاویه ۱۱٫۲° نسبت به محور X انتخاب شده که در رابطه تطبیق فازی نوع اول صدق می‌کنند. به منظور دستیابی به بهره تقویت مناسب، برای باریکه سیگنال از توزیع عرضی گوسی و برای باریکه پمپ از توزیع سوپر گوسی مرتبه سوم استفاده شده است که هر دو قطری به اندازه ۱٫۵ mm داشته‌اند. قله شدت برای پرتو پمپ برابر با ۱ GW/cm^2 و برای باریکه سیگنال برابر با ۵۰ W/cm^2 انتخاب شده است. محیط تقویت یک بلور دو محوری LBO است که رآیند تقویت پارامتری با بازده خوبی در آن اتفاق می‌افتد. به منظور حفظ کیفیت پرتو تقویت‌شده، عدم تولید پمپ توسط سیگنال و ایدلر را به عنوان شرط محدود کننده‌ی محاسبات در نظر می‌گیریم. اعمال این شرط در محاسبات معادل آن است که طول بلور غیرخطی را برابر با ۲۱mm فرض کنیم.

شکل (۱) و (۲) لکه ورودی (شرایط اولیه) برای پرتو پمپ و سیگنال را نشان می‌دهد. با حل عددی معادله (۳) در شرایط فوق، لکه پمپ کمی به راست متمایل می‌شود؛ اما پرتو سیگنال به دلیل هم جهتی بردارهای D و E دچار جابه‌جا نمی‌شود.

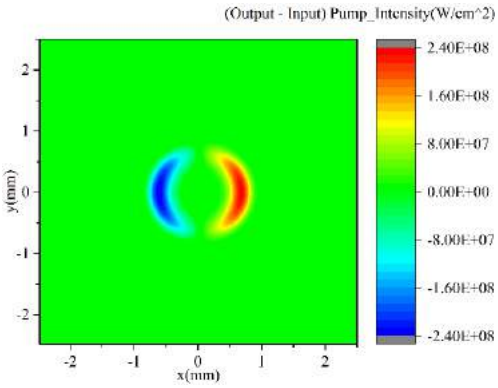


شکل ۱: نیمرخ پرتو پمپ در ورود به بلور



شکل ۲: نیمرخ پرتو سیگنال در ورود به بلور

شکل (۳) میزان تغییرات شدت باریکه پمپ خروجی نسبت به ورودی را در سطح مقطع آنها نشان می‌دهد. مشاهده می‌شود که اختلاف شدت بین نیمرخ ورودی و خروجی پمپ پس از تقویت، در سمت راست آن بیشتر است که حاکی از انحراف پرتو به سمت راست می‌باشد. این انحراف هرچند ناچیز، برکیفیت پرتو تقویت شده اثر گذار است.



شکل ۳: اختلاف بین نیمرخ پرتو پمپ در ورودی و خروجی بلور

به جهت بررسی فرآیند OPCPA از تئوری OPA که بر پایه‌ی فرآیند تولید فرکانس تفاضلی بنا شده است استفاده می‌کنیم. با قرار دادن جمله دوقطبی غیرخطی ماده در معادله (۳) این کار انجام می‌شود. با اعمال شرط تطبیق فاز کامل، دسته معادلات غیرخطی فرآیند تقویت اپتیکی به دست می‌آیند:

$$\begin{aligned}
&\left(\hat{u}_p \cdot \vec{\nabla}\right)^2 E_p - \nabla^2 E_p - k_{0p}^2 s_p E_p = 4k_{0p}^2 d_{eff} E_s E_i \\
&\left(\hat{u}_s \cdot \vec{\nabla}\right)^2 E_s - \nabla^2 E_s - k_{0s}^2 s_s E_s = 4k_{0s}^2 d_{eff} E_p E_i^* \quad (۴) \\
&\left(\hat{u}_i \cdot \vec{\nabla}\right)^2 E_i - \nabla^2 E_i - k_{0i}^2 s_i E_i = 4k_{0i}^2 d_{eff} E_p E_s^*
\end{aligned}$$

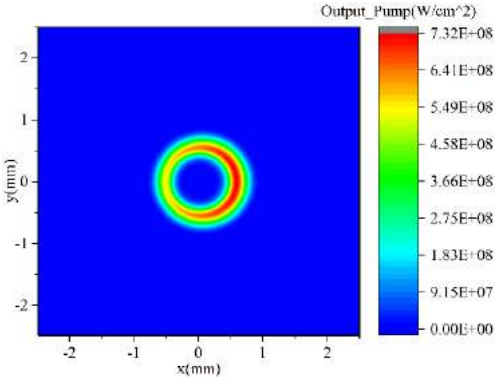
در معادلات فوق d_{eff} ضریب اسکالر غیرخطی مرتبه دوم و اندیس‌های i ، s و p مربوط به پرتوهای ایدلر[۶]، سیگنال و پمپ هستند. با وارد کردن شرایط اولیه بخش قبل، با استفاده از روش تقسیم گام

[۵] Slowly Varying Approximation

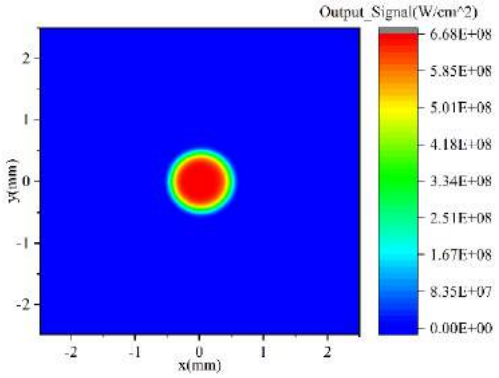
[۶] Idler

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

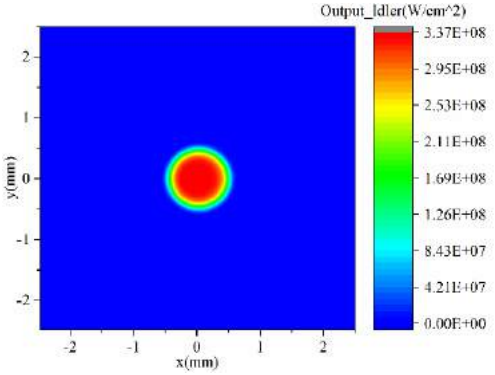
فوریه[۷](SSFM) به حل عددی معادلات انتشار غیرخطی می‌پردازیم. آن‌گونه که اشاره شد، در فرآیند تقویت، پدیده انحراف پرتو پرتو پمپ را کمی از مسیر خود منحرف می‌کند، این امر باعث از دست رفتن تقارن سمتی لکه پمپ خروجی می‌شود (شکل۳و۴). به دلیل متمایل شدن نیمرخ پرتو سیگنال به پمپ بایستی اثر پدیده انحراف پرتو کمینه شود. این کار پرتو سیگنال تقویت شده‌ای با کیفیت بالا به وجود می‌آورد که بیشینه شدت آن به $۶۶۸\ MW/cm^2$ می‌رسد (شکل۵). در فرآیند تقویت، باقی‌مانده‌ی انرژی در فرکانسی دیگر تابش می‌شود. این پرتو (پرتو ایدلر) خود با پرتو پمپ برهمکنش کرده و به تقویت پرتو سیگنال کمک می‌کند. پرتو ایدلر به دلیل کیفیت و شدت بالا می‌تواند در کاربردهای زیادی مورد استفاده قرار بگیرد (شکل ۶).



شکل ۴: نیمرخ لکه پمپ در انتهای بلور با اعمال تقویت غیرخطی



شکل ۵: نیمرخ لکه سیگنال در انتهای بلور با اعمال تقویت غیرخطی



شکل ۶: نیمرخ لکه‌ی ایدلر تولید شده در خروجی بلور

۳- نتیجه‌گیری

در این مقاله، تقویت پرتو سیگنال با رسیدن بیشینه شدت از $۵۰\ W/cm^2$ به $۶۶۸\ MW/cm^2$ نمایان است. بهره یکبار عبور بالا، کیفیت پرتو خوب، پرتو ایدلر پر شدت، با کیفیت بالا مواردی قابل ملاحظه از مزایای این روش است که در این شبیه‌سازی به خوبی دیده می‌شوند. با کم‌کردن اثر پدیده انحراف پرتو به کمترین مقدار، باز هم تأثیر آن قابل مشاهده است. از آن جمله می‌توان به باقی ماندن بخش قابل ملاحظه‌ای از انرژی در پرتو پمپ اشاره کرد.

مراجع

[۱] X.-D. Liu, L. Xu, and X.-Y. Liang, *Optics Communications*, vol. 383, pp. 197-207, 2017.

[۲] V. Lozhkarev, G. Freidman, V. Ginzburg ,E. Katin, E. Khazanov, A. Kirsanov, G. Luchinin, A. Mal'Shakov, M. Martyanov, and O. Palashov, *Laser Physics Letters*, vol. 4, no. 6, pp. 421, 2007.

[۳] W. Li, L. Yu, C. Peng, and X. Liang, *Optics Communications*, vol. 403, pp. 81-86, 2017.

[۴] غفاری. سپیده، جهانگیری. فاضل، محمدی. غلامرضا، مسعودی. رضا، بیست وسومین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران ، ۱۳۹۵.

[۵] M. Dreger, *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, vol. 1, no. 5, pp. 601, 1999.

[۷] Split Step Fourier Method

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

بهبود عملکرد سلول خورشیدی پلاسمونی

فاطمه دهیادگاری، مریم پورمحی‌آبادی

گروه برق، دانشکده فنی، دانشگاه شهید باهنر کرمان

چکیده - ذرات پلاسمونی ویژگی‌های نوری منحصر به فردی دارند که قرار دادن آن‌ها در سلول‌های خورشیدی، موجب افزایش جذب می‌شوند. استفاده از آینه‌های براگ در سلول‌های خورشیدی به نوبه‌ی خود موجب افزایش جذب نور می‌شوند. در این مقاله، افزایش جذب نور در سلول خورشیدی با لایه‌ی جاذب نازک بررسی می‌شود. برای این منظور از نانوذرات نقره و آلومینیوم، آرایه‌ای از نانواستوانه-های سیلیکونی و آینه‌ی براگ استفاده می‌شود. تاثیر آینه‌ی براگ، آرایه‌ی سیلیکونی و اندازه ذرات پلاسمونی با استفاده از روش *FDTD* بررسی می‌شود. با استفاده از نتایج به‌دست‌آمده، مشاهده می‌شود که جذب نور به علت تشدید پلاسمون سطحی محلی نانوذرات افزایش می‌یابد. آینه براگ قرار گرفته در زیر لایه‌ی جاذب، به‌علت بازتاب نور انتقالی از سیلیکون، موجب افزایش جذب می‌شوند. نانواستوانه‌های سیلیکونی، موجب به‌دام‌اندازی نور ورودی و افزایش جذب آن می‌شوند. مقادیر چگالی جریان اتصال کوتاه و بازدهی این ساختار پیشنهادی به‌ترتیب برابر ۳۷/۳۸ mA/cm^2 و ۱۸/۳۵٪ به‌دست‌آمد.

کلید واژه- سلول خورشیدی پلاسمونی، تشدید پلاسمون سطحی محلی، آینه‌ی براگ، نانواستوانه‌ی سیلیکون

Improvement of Plasmonic Solar Cell Performance

Fatemeh Dehyadegari, Maryam Pourmahyabadi

Shahid Bahonar University of Kerman

Abstract- Plasmonic particles have unique optical properties which can make an increasing of the absorption coefficient in solar cells. Also, the absorption coefficient increases by using Bragg mirrors in solar cells. In this article, in order to increase the light absorption of thin film solar cell, a novel structure in which silver and aluminum nanoparticles, a silicon nano-cylinder array and Bragg mirrors are used, is presented. The influences of Bragg mirror, silicon nano-cylinder array and the size of plasmonic particles are investigated by finite difference time domain (FDTD) method. The results show the significant increasing in the light absorption due to the formation of the local surface plasmon nanoparticles. The transmitting light is reflected to the silicon layer and thus the light absorption will be increased. Also, silicon nano-cylinder array traps the incident light and improves the light absorption. The amount of short circuit current density and the efficiency for the proposed structure are achieved 37.38mA/cm^2 and %18.37, respectively. So, the results revealed that the proposed structure exhibits significantly better performance in compared with the other existing structures.

Keywords: Bragg Mirror, Local Surface Plasmon Resonance, Plasmonic Solar Cell, Silicon Nano-cylinder Array.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

سلول‌های خورشیدی توده‌ای هزینه‌ی ساخت بالایی دارند [۱]. یک روش برای کاهش هزینه ساخت سلول خورشیدی، استفاده از لایه‌ی جاذب نازک است. کاهش ضخامت لایه جاذب، موجب کاهش جذب نور در سلول می‌شود. برای کاهش این تلفات، از روش به‌دام‌اندازی نور جهت افزایش مسیر نوری داخل سلول استفاده می‌شود [۲]. یکی از روش‌های متداول به‌دام‌اندازی نور در سلول-های خورشیدی فیلم نازک، استفاده از نانوساختارهای پلاسمونی است [۳]. نانوذرات فلزی به دلیل تحریک پلاسمون‌های سطحی ویژگی‌های نوری واحدی مانند پراکندگی شدید نور دارند [۴]. تشدید پلاسمون سطحی ذرات، میدان نزدیک اطراف آن‌ها را افزایش می‌دهد [۵]. تعامل بین فوتون‌ها و ذرات فلزی از نظر فرکانس تشدید پلاسمونی بررسی شده است [۶-۷]. این فرکانس به اندازه، شکل و جنس ذرات بستگی دارد. تشدید پلاسمون سطحی فلزات نجیب مانند طلا و نقره در محدوده‌ی طول‌موج مرئی تا مادون‌قرمز قرار می‌گیرد که آن‌ها را برای کاربردهای فوتوولتاییک مناسب می‌سازد [۸-۹]. در این مقاله، طرح جدیدی از سلول نوری ارائه شده است که در آن از ذرات نقره در بالا، دیسک‌های آلومینیوم در پشت سلول و آرایه‌ای از نانواستوانه‌های سیلیکونی استفاده شده است. همچنین تأثیر اندازه ذرات نقره و دیسک‌های آلومینیوم و آرایه‌ی سیلیکونی در افزایش جذب نور سلول-خورشیدی بررسی شده است.

۲- ساختار سلول خورشیدی پیشنهادی

در این ساختار، ذرات نقره و لایه‌های دی‌الکتریک به-ترتیب برای افزایش جذب نور در لایه‌ی فعال سلول و بازتاب نور انتقالی از سیلیکون استفاده می‌شوند. بازدهی کوانتومی سلول طبق رابطه (۱) به‌دست می‌آید:

$$QE(\lambda)=\frac{P_{abs}(\lambda)}{p_{in}(\lambda)} \qquad (۱)$$

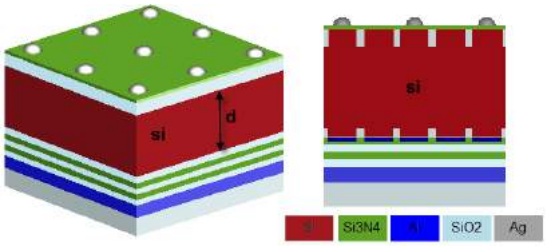
به طوری که $P_{abs}(\lambda)$ و $p_{in}(\lambda)$ به ترتیب توان جذب شده داخل سیلیکون و توان ورودی هستند. برای بررسی مقدار افزایش جذب داخل سیلیکون فاکتور، $g(\lambda)$ به صورت رابطه (۲) تعریف می‌شود:

$$g(\lambda)=\frac{QE_{structure}(\lambda)}{QE_{bare}(\lambda)} \qquad (۲)$$

با این فرض که همه نور جذب شده تبدیل به زوج الکترون-حفره شده و سپس در مدار خارجی جمع آوری شوند، بازدهی کوانتومی خارجی (EQE)، برابر جذب داخل سیلیکون است. چگالی جریان اتصال کوتاه سلول طبق رابطه (۳) به دست می‌آید:

$$J_{sc}=\int \frac{q\lambda}{hc}EQE(\lambda)I_{AM\,1.5}(\lambda)d\lambda \qquad (۳)$$

به طوری که q بار اولیه، λ طول موج، h ثابت پلانک و c سرعت نور است. ساختار پیشنهادی شامل لایه جاذب سیلیکونی با ضخامت d=μ۱m، نانوذرات نقره و نانواستوانه‌های سیلیکونی در بالا و پایین لایه‌ی فعال است. یک بازتاب‌کننده در پشت سلول قرار گرفته که این بازتابنده شامل دیسک آلومینیومی و لایه‌های متناوب دی‌الکتریک از جنس Si_3N_4 و SiO_2 است که در شکل۱(الف- ب) نشان داده شده است.



(الف) (ب)

شکل ۱ : (الف)، نمای سه بعدی (ب)، نمای دوبعدی سلول خورشیدی پیشنهادی

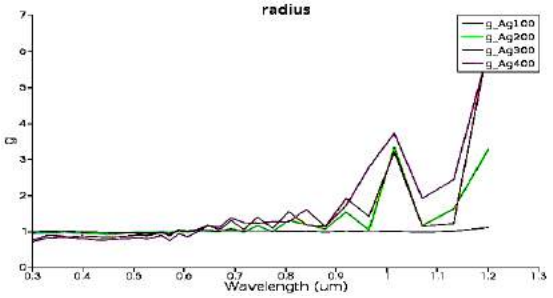
از نرم افزار FDTD (روش تفاضل محدود در حوزه زمان) برای تحلیل جذب نور در لایه فعال سلول خورشیدی استفاده می‌شود. از نتایج حاصل از شبیه سازی، فاکتور افزایش جذب، G و مقدار جریان اتصال کوتاه سلول، J_{sc} در محدوده طول موج ۱۲۰۰-۳۰۰nm محاسبه می‌شود. ثابت‌های نوری مواد از مدل پالیک به-دست آمده است [۱۰]. در شبیه سازی FDTD، شرایط مرزی در جهت x و y، periodic و در جهت z، PML در نظر گرفته می‌شود.

۳- نتایج شبیه‌سازی

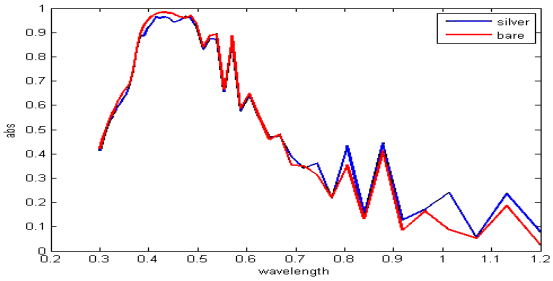
برای بررسی تأثیر نانوذرات نقره در افزایش جذب، ابتدا ساختار را بدون در نظر گرفتن آرایه سیلیکونی و آینه‌ی براگ شبیه‌سازی می‌کنیم. شکل (۲) مقدار افزایش جذب سیلیکون (g) را برای ساختاری با لایه‌ی ضد بازتاب از جنس Si_3N_4 و با ضخامت ۵۰nm و فاصله بین ذرات

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

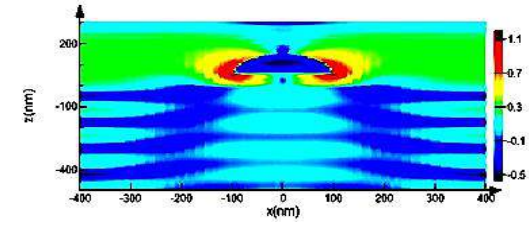
برابر ۸۰۰ nm ، به ازای ذرات از جنس نقره با شعاع متغیر از ۵۰-۱۵۰nm در محدوده طول موج شبیه سازی نشان می‌دهد. نتایج حاصل از شبیه‌سازی نشان می‌دهند که با افزایش شعاع، قله افزایش جذب به سمت طول موج‌های مادون قرمز انتقال می‌یابد. به ازای ذرات با شعاع کوچکتر، مقدار افزایش جذب سلول در طول موج‌های بلند چندان قابل مشاهده نیست؛ اگرچه در طول موج‌های کوتاه عملکرد بهتری نسبت به ذرات با شعاع بزرگتر نشان می‌دهند. ذرات با شعاع بزرگتر به دلیل جذب پارازیتی، در طول‌موج‌های کوتاه که سیلیکون جذب خوبی دارد، موجب کاهش جذب سلول می‌شوند. شعاع بهینه ذرات به گونه‌ای انتخاب می‌شود که هم در طول موج‌های کوتاه جذب پارازیتی کاهش یابد و هم در طول موج‌های بلند افزایش جذب قابل مشاهده باشد. بنابراین شعاع ۱۰۰nmبه‌عنوان شعاع بهینه در نظر گرفته‌می‌شود. قرار دادن نانوذرات در ساختار به دلیل پلاریتون پلاسمون سطحی، موجب انتشار نور در سطح مشترک بین ذرات نقره و لایه Si_3N_4 شده و در نتیجه مقدار بازتاب نور از سطح کاهش می‌یابد. این ذرات همچنین موجب افزایش میدان در اطراف خود شده و در نتیجه مقدار جذب را افزایش می‌دهند. نور تابشی به ذرات نقره با زاویه‌های مختلفی پراکنده می‌شود که این امر موجب افزایش طول مسیر نوری در لایه جاذب و افزایش جذب نور می‌شود. شکل ۳ نمودار جذب را برای ساختار پایه و ساختار با ذرات به شعاع ۱۰۰ nm نشان می‌دهد. شکل۴ (الف و ب) پروفایل شدت میدان را برای ساختار فقط با ذرات پلاسمونی و ساختار بدون ذرات در طول موج ۹۵۴nm نشان می‌دهد. همانگونه که در شکل مشخص است، شدت میدان برای ساختار با ذرات نقره به شعاع ۱۰۰nm، در نزدیکی ذرات افزایش یافته است. برای افزایش جذب سلول می‌توان از آرایه‌ای از نانواستوانه‌های سیلیکونی در بالا و پایین سلول با شعاع ۱۶۰nm، دوره تناوب ۴۰۰nm استفاده کرد، بین این نانواستوانه‌ها با SiO_2 پرشده است. ارتفاع نانواستوانه‌های قرار گرفته در بالا و پایین لایه‌ی فعال به‌ترتیب برابر ۲۰۰nm و ۱۰۰nm است. وجود این نانواستوانه‌ها موجب به‌دام‌اندازی نور و افزایش جذب نور می‌شوند. ضخامت لایه‌های دی‌الکتریک بازتابنده برابر ۹۰nm و شعاع و ارتفاع دیسک‌های آلومینیومی در این بازتابنده به ترتیب برابر ۱۶۰nm و ۶۰ nm است. بین این ذرات و نانواستوانه‌ها یک لایه‌ی جداکننده از جنس SiO_2 و با ضخامت ۱۰nm قرار گرفته است. شکل ۵ نمودار جذب را برای سلول با آرایه‌ی سیلیکونی و سلول پیشنهادی نشان می‌دهد. مشاهده می‌شود که لایه‌های متناوب دی‌الکتریک با ضریب شکست متفاوت، مانند آینه‌ی براگ عمل کرده و بازتاب نور را افزایش می‌دهند. همچنین دیسک‌های آلومینیوم قرار گرفته در زیر نانواستوانه‌های سیلیکونی به دلیل پلاسمون سطحی موجب بازتاب و پراکندگی نور انتقالی و در نتیجه افزایش جذب می‌شوند.



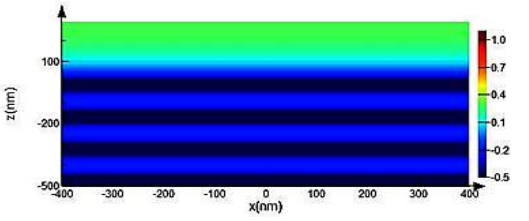
شکل ۲: مشخصه افزایش جذب ذرات نقره به ازاء شعاع‌های مختلف



شکل۳: مشخصه جذب سیلیکون برای ساختار پایه و ساختار با ذرات نقره



(الف)



(ب)

شکل ۴: (الف)، پروفایل شدت میدان برای ساختار با ذرات نقره (ب)، ساختار بدون ذرات

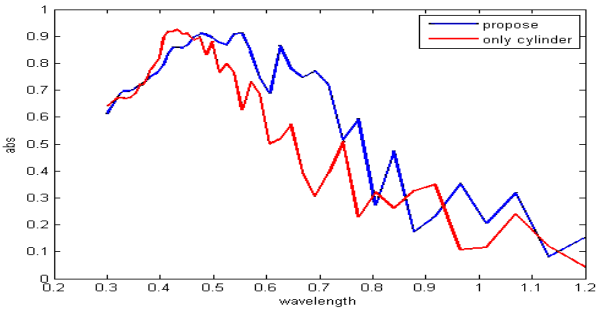
مشخصات ولتاژ-جریان و توان بر حسب تابعی از طول موج برای ساختار پیشنهادی در شکل ۶ به‌دست آمده

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

است. با توجه به نمودارها مشخص می‌شود که چگالی جریان اتصال کوتاه ساختار پیشنهادی برابر $Jsc=۳۷/۳۸mA/cm^2$ است. ویژگیهای مربوط به ۶ نوع سلول نوری در جدول (۱) قیاس شده‌است.

جدول۱: قیاس ویژگیهای انواع سلولهای نوری

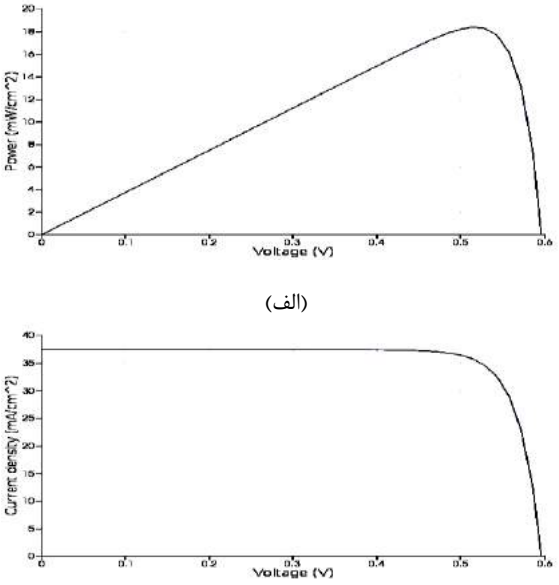
ساختار	Jsc	η	d
سلول خورشیدی با نیم‌کره‌های نقره در بازتابنده‌ی زیرین[۲]	۱۱/۵۱ (mA/cm²)	۴٪/۹۹	۰/۳ mμ
سلول خورشیدی با صفحه‌های دایره‌ای نقره در بازتابنده‌ی زیرین[۱]	۱۰/۲۸ (mA/cm²)	۴٪/۶۶	۰/۴ mμ
سلول خورشیدی با استوانه‌های نقره در بازتابنده‌ی زیرین[۶]	۲۳/۱ (mA/cm²)	----	۱ mμ
سلول خورشیدی با صفحه‌های دایره‌ای آلومینیوم در بازتابنده-ی زیرین[۵]	۲۷/۸ (mA/cm²)	----	۱ mμ
سلول خورشیدی با ۴لایه پلاسمونی در روی آن[۴]	۳۵/۰۸ (mA/cm²)	۱۴٪/۳۶	۱۲ mμ
ساختار پیشنهادی	۳۷/۳۸ (mA/cm²)	۱۸٪/۳۵	۱ mμ



شکل ۵: طیف جذب برای ساختار فقط با نانواستوانه‌های سیلیکونی و طیف جذب ساختار پیشنهادی

۴- نتیجه‌گیری

در این مقاله طرحی جهت افزایش جذب در سلول های خورشیدی پلاسمونی ارائه شد. نتایج نشان می‌دهد که استفاده از نانوذرات فلزی نقره همزمان با آرایه‌ی سیلیکونی و آینه‌ی براگ در سلول های خورشیدی فیلم نازک موجب افزایش جذب نور می‌شود. با استفاده از ساختار پیشنهادی مقدار جریان اتصال کوتاه سلول حدود ۵۰٪ افزایش می‌یابد.



(الف)

(ب)

شکل ۶: (الف) نمودار ولتاژ- توان (ب)، نمودار ولتاژ- جریان برای سلول خورشیدی پیشنهادی

مراجع

[1] P. R. Mohanta, J. Patel, J. Bhuva, and M. Gandhi. “A Review on Solar Photovoltaics and Roof Top Application of It.” *International Journal of Advanced Research in Science, Engineering and Technology*, Vol. 2, pp. 2394-2444, 2015.

[2] L. J. Crudgington., T. Rahman, and S. A. Boden."Development of amorphous silicon solar cells with plasmonic light scattering." *Vacuum 139*, pp. 164-172, 2016.

[3] Hungerford, Chanse D., and Philippe M. Fauchet. "Design of a plasmonic back reflector using Ag nanoparticles with a mirror support for an a-Si: H solar cell." *AIP Advances*,Vol. 7, No. 7, p. 075004 , 2017.

[4] M. A. Garcia, “Surface plasmons in metallic nanoparticles: fundamentals and applications,” J. Phys. D: Appl.Phys. Vol. 44, No. 28, p.283001, 2011.

[5] D. H. Lee, J. Y. Kwon, S. Maldonado, A. Tuteja, and A. Boukai."Extreme light absorption by multiple plasmonic layers on upgraded metallurgical grade silicon solar cells." *Nano letters*, Vol. 14, No. 4, pp. 1961-1967, 2014.

[6] D. Zhang, Y. Kuang, X. Hong, Y. Liu, and X. Yang."Plasmon enhancement of optical absorption in ultra-thin film solar cells by rear located aluminum nanodisk arrays." *Optical and Quantum Electronics*,Vol 49, No. 4, p.161, 2017.

[7] V. E. Ferry, M. A. Verschuuren, H. B. Li, E. Verhagen, R. J. Walters, R. E. Schropp, H. A. Atwater, and A. Polman. "Plasmonic light trapping for thin film A-SI: H solar cells." In Photovoltaic Specialists Conference (PVSC), pp. 000760-000765. IEEE, 2010.

[8] Y. Li, S. Dunham, S. Pillai, Z. Ouyang, A. Barnett, A. Lochtefeld, and A. Lennon. "Design of anodic aluminum oxide rear surface plasmonic heterostructures for light trapping in thin silicon solar cells." *IEEE Journal of Photovoltaics*, Vol. 4, No. 5, pp. 1212-1219, 2014.

[9] N. Alemu, and F. Chen. "Plasmon-enhanced light absorption of thin-film solar cells using hemispherical nanoparticles." *physica status solidi (a)*,Vol. 211, No. 1, pp. 213-218, 2014.

[10] ED Palik - Handbook of optical constants of solids, 1985.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

بهینه‌سازی آرایش ثبت توری تداخلی با استفاده از طرح ماره

محمد یگانه[۱]، پوریا علی‌زاده ایردموسی و سیف‌اله رسولی[۱و۲*]

۱- دانشکده‌ی فیزیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه‌ی زنجان، زنجان

۲- مرکز پژوهشی اپتیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه‌ی زنجان، زنجان

* نویسنده مسئول: rasouli@iasbs.ac.ir

چکیده – الگوی تداخلی حاصل از دو میدان همدوس تخت و غیرهم‌راستا در حالت کلی یک سری خطوط موازی است. گام و راستای این خطوط علاوه بر زاویه مابین باریکه‌ها و طول‌موج آنها، به شکل دقیقِ جبهه‌ی موج آن دو نیز بستگی دارد. اگر حداقل جبهه‌ی موج یکی از دو چشمه کاملاً تخت نباشد، انحراف بسیار جزئی در فریزهای نهایی از الگوی کاملاً منظم مورد انتظار، ایجاد خواهد شد. در این کار با بررسی نقش ماره‌ی ناشی از الگوی تداخلی ایجاد شده با یک کپی از خودش، مشخصات جبهه‌های موج ایجاد کننده‌ی نقش تداخلی که شامل زاویه‌ی نسبی آنها نسبت به‌هم و میزان واگرایی (یا هم‌گرایی) آنها است را به‌صورت نظری و تجربی به‌دست می‌آوریم، آنگاه با اعمال تغییرات لازم، آرایش ثبت توری تداخلی را برای ثبت توری خطی مهیا می‌کنیم. امکان حذف بیشینه انحنای خطوط از مرتبه‌ی حتی تا چندصد متر با این روش امکان پذیر است. تحلیل نقش ماره با استفاده از بردار وارون و در فضای فرکانسی انجام شده است.

کلید واژه- بردار وارون توری، تکنیک ماره، فریزهای تداخلی.

Optimization of the recording setup for interference gratings by moiré technique

Mohammad Yeganeh[1], Pouria Alizadeh Irdemusa[1], and Saifollah Rasouli[1, 2*]

1- Department of Physics, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences (IASBS), Zanjan, Iran,
2- Optics Research Center, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences (IASBS), Zanjan, Iran

(*Corresponding author: rasouli@iasbs.ac.ir)

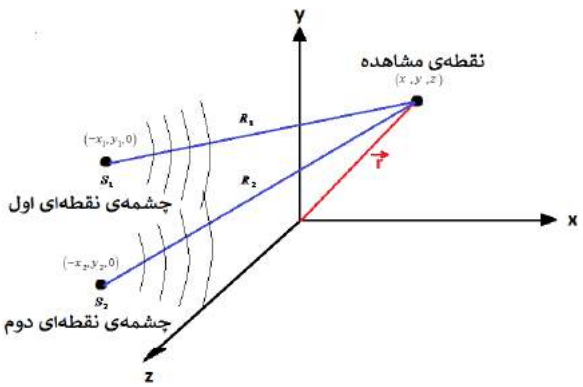
Abstract- The interference pattern formed by the two-beam interferometry consists a series of parallel lines. The direction and period of these lines, in addition to the angle between the beams and their wavelengths, is also closely related to the wavefront forms of the beams. If at least one of the two wavefronts is not completely plane, a slight difference from the parallel lines pattern is expected. In this study, by examining moiré pattern of the resulting interference pattern with a copy of itself, the characteristics of the wavefronts such their convergence are determined by using reciprocal vectors approach. We show that, with this method one can remove a maximum curvature of the interference fringes of a several hundred meters.

Keywords: interfering fringes, moiré technique, reciprocal vector approach.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

الگوی تداخلی ناشی از تداخل دو باریکه‌ی نور همدوس به توزیع فاز دو باریکه و موقعیت نسبی آن دو بستگی دارد[۱]. اگر جبهه‌ی موج دو باریکه‌ی نوری کاملاً مشابه هم باشد و دو باریکه به‌صورت هم‌محور و کاملاً موازی یکدیگر باشند، الگوی تداخلی، طرح یکنواخت خواهد داشت. زاویه‌ی نسبی دو باریکه باعث ایجاد فریزهای تداخلی خواهد شد که به شکل خطوط کاملاً موازی و هم‌فاصله است. اگر حداقل یکی از دو باریکه، جبهه‌ی موج کروی داشته باشد، فریزهای تداخلی به شکل الگوی فرنل درخواهد آمد. هم‌محور بودن دو باریکه منجر به الگوی فرنل به مرکزیت محور مشترک دو باریکه و متقاطع بودن باریکه‌ها باعث خواهد گردید تا مرکز الگوی فرنل جابه‌جا شود و محدودیت ابعاد باریکه‌ها تنها بخش کناری الگوی فرنل را ایجاد خواهد کرد. در این حالت، اگر باریکه‌های اولیه انحرافات جزئی از باریکه‌ی تخت داشته باشند و زاویه‌ی دو باریکه به اندازه‌ی کافی بزرگ باشد، الگوی تداخلی تفاوت چندانی با فریزهای موازی نخواهد داشت، زیرا تنها لبه‌های الگوی فرنل با شعاع نسبتاً بزرگ در الگوی تداخلی دیده می‌شود که هم تقریباً هم‌گام و هم تقریباً به‌شکل خطوط راست است. از آنجا که تکنیک ماره برای بزرگ‌نمایی ساختارهای تناوبی و یا شبه‌تناوبی، ابزار بسیار مناسب و قدرت‌مندی است، می‌توانیم برای مشخصه‌یابی این الگوی تداخلی از نقش ماره‌ی آن بهره گیریم. در این کار، فرمول‌بندی نقش ماره برای این ساختار با استفاده از بردار وارون توری صورت گرفته که برای ساختارهای تناوبی کندتغییر ابزار قدرتمند و شناخته‌شده‌ای است[۲-۴].



شکل۱: نمایش موقعیت دو چشمه‌ی نقطه‌ای و نقطه‌ی مشاهده.

۲- تئوری

برای به‌دست آوردن فاز الگوی تداخلی دو باریکه‌ی نوری، دو چشمه‌ی نور نقطه‌ای را در دستگاه مختصات دکارتی در موقعیت‌های $(-x_{1,2}, y_{1,2}, 0)$ درنظر می‌گیریم. مطابق شکل۱، در نقطه‌ی مشاهده‌ی (x, y, z)، برای فاز دو باریکه‌ی نوری داریم:

$$\phi_1 = \vec{\mathbf{k}_1}.\vec{\mathbf{r}} = \frac{2\pi}{\lambda}\frac{(x+x_1)x+(y-y_1)y+z^2}{\sqrt{(x+x_1)^2+(y-y_1)^2+z^2}},$$
$$\phi_2 = \vec{\mathbf{k}_2}.\vec{\mathbf{r}} = \frac{2\pi}{\lambda}\frac{(x+x_2)x+(y-y_2)y+z^2}{\sqrt{(x+x_2)^2+(y-y_2)^2+z^2}}. \quad (۱)$$

فاز الگوی تداخلی از تفاضل فاز دو جبهه‌ی موج اولیه به‌دست می‌آید ($\phi = \phi_1 - \phi_2$):

$$\phi = \frac{2\pi}{\lambda}\left[\frac{(x+x_1)x}{R_1}+\frac{(y-y_1)y}{R_1} + \frac{z^2}{R_1}-\frac{(x+x_2)x}{R_2}-\frac{(y-y_2)y}{R_2}-\frac{z^2}{R_2}\right], \quad (۲)$$

که در آن داریم:

$$R_1 = \sqrt{(x+x_1)^2+(y-y_1)^2+z^2},$$
$$R_2 = \sqrt{(x+x_2)^2+(y-y_2)^2+z^2}. \quad (۳)$$

با فرض اینکه فاصله‌های دو منبع نقطه‌ای تا نقطه‌ی مشاهده نسبت به فاصله‌ی عرضی دو منبع خیلی زیادتر است ($|x_1|, |x_2| \ll |y_1|, |y_2|$)، با بسط R_1 و R_2 در رابطه‌ی(۳) و قرار دادن جواب آن در رابطه‌ی(۲) و با حذف جملات مرتبه‌ی ۲ و بالاتر از عبارت $(\frac{1}{x})$، داریم:

$$\phi \cong \frac{2\pi}{\lambda}\left[\left(\frac{y^2+z^2}{x_1}-\frac{y^2+z^2}{x_2}\right)-\left(\frac{yy_1}{x_1}+\frac{yy_2}{x_2}\right)\right]. \quad (۴)$$

اگر فرض کنیم منبع نقطه‌ای دوم در بی‌نهایت باشد ($x_2 \to \infty$)، داریم:

$$\phi \cong \frac{2\pi}{\lambda}\left[\frac{y^2}{x_1}+\frac{z^2}{x_1}-\frac{yy_1}{x_1}\right] = \frac{\pi}{s}\rho^2 \mp \frac{2\pi}{\Lambda}y, \quad (۵)$$

که در آن:

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

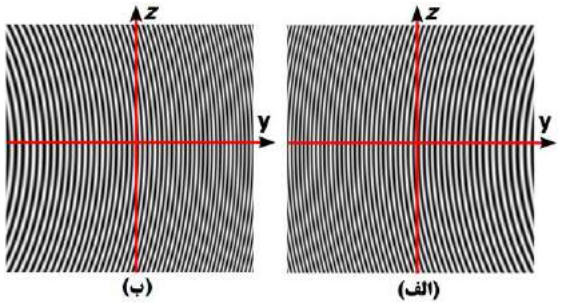
$$s=\frac{\lambda x_1}{2},\Lambda=\pm\frac{\lambda}{y_1}x_1,\qquad x_1>0. \tag{۶}$$

علامت بالا (پایین) برای y_1های مثبت (منفی) است. همچنین $\rho=(y^2+z^2)^{1/2}$ مختصه‌ی شعاعی در نقطه‌ی مشاهده و در صفحه‌ی عمود بر محور xهاست. زاویه‌ی دو باریکه نیز از رابطه‌ی $\theta=\tan^{-1}\left(\frac{y_1}{x_1}\right)$ به‌دست می‌آید. رابطه‌ی(۵) دارای دو بخش است: بخش اول بیانگر فاز الگوی فرنل دوبعدی و بخش دوم بیانگر فاز خطی است. وجود هم‌زمان دو جمله، یک بخش از الگوی فرنل را نشان می‌دهد که در آن مرکز دستگاه مختصات منطبق بر مرکز واقعی الگوی فرنل نیست.

در ادامه، به فرمول‌بندی الگوی ماره ناشی از روی‌هم‌نهی این ساختار که در ادامه به آن توری می‌گوییم می‌پردازیم. روشی که برای این کار استفاده می‌کنیم، استفاده از بردار وارون توری است[۲-۴]. ابتدا بردار وارون توری را از رابطه‌ی(۵) به‌دست می‌آوریم:

$$\vec{\mathbf{G}}=\nabla\phi=\frac{2\pi}{s}\vec{\rho}\mp\frac{2\pi}{\Lambda}\hat{y}=\frac{2\pi}{s}\left[\left(y\mp\frac{s}{\Lambda}\right)\hat{y}+z\,\hat{z}\right], \tag{۷}$$

برای توری که بردار وارون آن با این رابطه مشخص می‌شود، مرکز توری فرنل در $(y,z)=\left(\pm\frac{s}{\Lambda},0\right)$ قرار می‌گیرد. با پشت و رو کردن هریک از توری‌ها (به‌صورت راست و چپ کردن)، الگوی مربوط به هر علامت به شکل توری با علامت دیگر درخواهد آمد. در شکل۲ الگوی مربوط به این دو نوع توری رسم شده است.



شکل۲: نمایش دو الگوی توری مربوط به رابطه‌ی(۷) با علامت‌های منفی (راست) و مثبت (چپ).

از روی‌هم‌نهی دو الگوی توری، وقتی که هر دو مشابه هم باشند و یا با علامت‌های متفاوتی که در رابطه‌ی(۷) مشخص شده باشند، الگوهای ماره‌ی متفاوتی حاصل می‌شود. برای حالت اول فرض می‌کنیم دو توری مثل هم باشند (هر دو مثبت یا هر دو منفی). علاوه بر این، فرض می‌کنیم دو توری به‌صورت متقارن، زاویه‌ی کوچکی مثل θ نیز نسبت به هم داشته باشند. از رابطه‌ی(۷) داریم:

$$\vec{\mathbf{G}}=\frac{2\pi}{s}\left[\left(y\cos\left(\tfrac{\theta}{2}\right)+z\sin\left(\tfrac{\theta}{2}\right)\pm\frac{s}{\Lambda}\right)\left(\hat{y}\cos\left(\tfrac{\theta}{2}\right)+\hat{z}\sin\left(\tfrac{\theta}{2}\right)\right)\right] \tag{۸}$$
$$+\frac{2\pi}{s}\left(\hat{z}\cos\left(\tfrac{\theta}{2}\right)+\hat{y}\sin\left(\tfrac{\theta}{2}\right)\right)\left(z\cos\left(\tfrac{\theta}{2}\right)+y\sin\left(\tfrac{\theta}{2}\right)\right),$$

از رابطه فوق برای فرکانس الگوی ماره در حوالی مرکز توری که $(y,z)\cong(0,0)$ است، داریم:

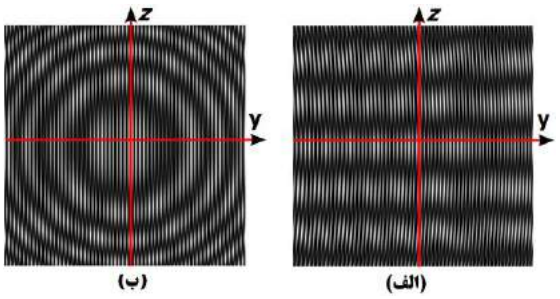
$$\vec{\mathbf{G}}_{moire}=\frac{2\pi}{\Lambda}\left[2\sin\left(\tfrac{\theta}{2}\right)\right]\hat{z}. \tag{۹}$$

که خطوط موازی با گام $\Lambda_{moire}=\frac{\Lambda}{2\sin\left(\frac{\theta}{2}\right)}$ و در راستای محور yها (عمود بر محور zها) است (شکل ۳-الف).

در ادامه به بررسی روی‌هم‌نهی دو توری مشابه که یکی نسبت به دیگری پشت و رو شده است (دو علامت متفاوت در رابطه‌ی(۷)) می‌پردازیم. از (۷) داریم:

$$\vec{\mathbf{G}}_{moire}=\vec{\mathbf{G}}^{(+)}-\vec{\mathbf{G}}^{(-)}=\frac{4\pi}{s}\vec{\rho}. \tag{۱۰}$$

این رابطه معادله‌ی بردار وارون الگوی فرنل است که مرکز آن منطبق بر مرکز توری است[۳]. در شکل۳ این دو روی‌هم‌نهی نمایش داده شده است.



شکل۳: الگوهای ماره‌ی روی‌هم‌نهی دو الگوی تداخلی رابطه‌ی۷ وقتی دو الگوی مشابه (الف) و یا پشت و رو شده (ب) روی‌هم می‌کنند.

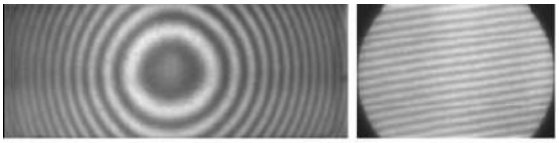
۳- کارهای تجربی

در آزمایشگاه با در اختیار داشتن دو الگوی توری که از طرح تداخلی دو جبهه‌ی موج به‌دست آمده‌اند و با استفاده از سه چیدمان مختلف، گام الگوهای توری را با

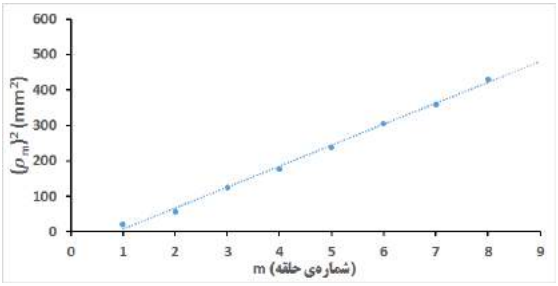
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

روی‌هم‌نهی دو الگوی توری و ایجاد الگوهای ماره‌ی آن‌ها به‌دست می‌آوریم. در چیدمان اول با تغییر زاویه‌ی نسبی دوتوری و ایجاد الگوهای ماره‌ی خطی مختلف، از این الگوها توسط CCD عکس می‌گیریم(شکل ۴-الف). از رابطه‌ی(۹) و با تغییر زاویه‌ی نسبی دو توری و رسم نمودار گام الگوی ماره برحسب $\frac{1}{(2\sin\frac{\theta}{2})}$، گام توری‌ها را از روی شیب نمودار به‌دست می‌آوریم. مقدار به‌دست آمده برای گام توری $\Lambda = 0.093 \pm 0.004 mm$ بود. در چیدمان دوم، با استفاده از چیدمان تالبوت و با استفاده از باریکه‌ی لیزر He-Ne، خودتصویر یکی از توری‌ها را روی توری دیگر می‌اندازیم. با دورکردن توری دوم از اولی و از روی محل بیشینه نمایانی الگوی ماره‌ی شکل گرفته بعد از توری دوم، فواصل نیم-تالبوت را از روی ریل مدرجی که توری بر آن سوار است قرائت می‌کنیم. از روی رابطه‌ی خودتصویر به‌صورت $z_n = \frac{n\Lambda^2}{\lambda}$ و رسم نمودار فواصل نیم‌تالبوت برحسب شماره‌ی آن، گام توری را محاسبه می‌کنیم که با این روش مقدار آن $\Lambda = 0.097 \pm 0.001 mm$ به‌دست آمد. در نهایت با چیدمان پراش میدان دور از الگوی توری، گام توری از رابطه‌ی $\tan\theta = \frac{\lambda}{\Lambda} = \frac{X}{D}$ به‌دست می‌آید که در آن D فاصله‌ی نقطه‌ی مشاهده‌ی پراش تا توری و X فاصله‌ی پراش مرکزی از دو پراش کناری آن است که گام الگوی توری در چیدمان سوم برابر $\Lambda = 0.095 \pm 0.005 mm$ اندازه‌گیری شد. در چیدمان‌های به‌کار رفته، روش تالبوت، کمترین میزان خطا را در اندازه‌گیری گام توری داشت.

با پشت و رو کردن یکی از توری‌ها، از روی‌هم‌نهی مستقیم آنها الگوی فرنل مشاهده گردید (شکل ۴-ب) که بیانگر واگرایی حداقل یکی از باریکه‌های به‌وجود آورنده‌ی توری‌ها بوده است. برای به‌دست آوردن این واگرایی لازم است تا ثابت الگوی فرنل، s، را به‌دست آوریم. این کار را با عکس‌برداری از الگوی ماره و اندازه‌گیری شعاع دوایر فرنل از رابطه‌ی $\rho_n^2 = ns$ [۲] و با رسم نمودار مجذور شعاع حلقه‌های فرنل ρ_n^2 برحسب شماره‌ی حلقه‌ها n، برابر $s = 59.17 mm^2$ به‌دست آوردیم.



شکل۴: الگوهای تجربی روی‌هم‌نهی دو توری با الف: چرخش نسبی ۲/۵ درجه نسبت به‌هم، ب: با پشت و روکردن یکی از توری‌ها.



شکل۵: نمودار مجذور شعاع حلقه‌های فرنل، ρ_m^2، برحسب m.

در مرحله‌ی بعد با معلوم بودن ثابت الگوی فرنل و گام الگوی توری می‌توان با استفاده از رابطه‌ی (۶) مشخصات چیدمان اولیه را به‌دست آورد. با معلوم بودن طول‌موج لیزر حین ثبت توری ($\lambda = 632.8 nm$)، زاویه‌ی نسبی دو باریکه و واگرایی آن به‌شکل زیر به‌دست می‌آید:

$$\theta = 6.82 \times 10^{-3} rad\,,\ R \cong x_1 = 187 m.$$

۴- نتیجه‌گیری

پیش‌بینی نظری مبتنی بر بردار وارون برای محاسبه‌ی فاز جبهه‌ی موج کروی و الگوی ماره‌ی منتج از آن با آن‌چه که به‌طور تجربی در آزمایشگاه با دو هولوگرام ثبت شده انجام دادیم مطابقت دارد و می‌توان میزان واگرایی باریکه حین ثبت توری را از هولوگرام ثبت شده به‌دست آورد.

مراجع

[1] Hariharan, Parameswaran. *Optical interferometry*. Academic press, 2003.

[2] Rasouli, Saifollah, and Mohammad Yeganeh. "Formulation of the moiré patterns formed by superimposing of gratings consisting topological defects: moiré technique as a tool in singular optics detections." *Journal of Optics* 17, no. 10 (2015): 105604.

[3] Yeganeh, Mohammad, and Saifollah Rasouli. "Investigation of the moiré patterns of defected radial and circular gratings using the reciprocal vectors approach." *JOSA A* 33, no. 3 (2016): 416-425.

[4] Rasouli, Saifollah, and Mohammad Yeganeh. "Moiré patterns of curved line quasi-periodic structures." *JOSA A* 34, no. 10 (2017): 1746-1756.

[5] Isaac, Amidror, *The Theory of the Moiré Phenomenon*, Volume I:Periodic Layers, Second Edition, Sec. **6**, Springer, 2009

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

بیست و چهارمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک و دهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران
۱۲-۹ بهمن ۹۶ - دانشگاه شهرکرد
24th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2018) and
9th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2018)
Jan 30 - Feb 1, 2018 - Shahrekord University

ابرتفکیک با نوردهی ساختاریافته در میکروسکوپی تمام‌نگاری دیجیتالی میرائو

یاسمن گنج‌خانی[۱]، احسان احدی اخلاقی[۱و۲]، محمد چهارسوقی[۱و۲]، علیرضا مرادی[۲و۳]
[۱]دانشکده فیزیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان، زنجان کد پستی ۴۵۱۳۷-۶۶۷۳۱
[۲] مرکز پژوهشی اپتیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان، زنجان کد پستی ۴۵۱۳۷-۶۶۷۳۱
[۳] دانشکده علوم نانو، پژوهشگاه دانش‌های بنیادی، تهران، ایران کد پستی ۵۵۳۱-۱۹۳۹۵

چکیده - در این مقاله از نوردهی ساختاریافته برای افزایش توان‌تفکیک در میکروسکوپی تمام‌نگاری دیجیتالی میرائو از طریق تصویر کردن توری‌های دوبعدی بر نمونه استفاده شده است. میکروسکوپی تمام‌نگاری دیجیتالی روشی غیرمخرب و آسان برای تصویربرداری سه بعدی از اجسام فازی است. چیدمان شبه هم‌مسیر و خودمرجع میرائو به سبب سادگی و حساسیت کمتری که در مقابل ارتعاشات محیطی دارد، چیدمانی مناسب برای میکروسکوپی تمام‌نگاری دیجیتالی است. شیئی‌های میرائو با گشودگی‌عددی بالا گران هستند و در مقابل شیئی‌های با گشودگی‌عددی پایین‌تر از توان تفکیک کم رنج می‌برند. نشان داده شده است که می‌توان با تصویر کردن توری یک بعدی با فرکانس مناسب بر روی نمونه توان تفکیک عرضی را در یک راستا افزایش داد و با چرخش توری می‌توان به افزایش توان‌تفکیک در تمام راستاها رسید. در این مقاله نشان می‌دهیم که با استفاده از توری‌های دوبعدی با طرح‌های شطرنجی و لانه‌زنبوری می‌توان بی‌نیاز از چرخش توری به ابرتفکیک در تمام راستاها رسید. استفاده از روش فوق به بهبود توان تفکیک چیدمان با نوردهی معمولی از ۱/۲۹۳ میکرومتر به ۰/۸۴ میکرومتر منجر شد و با استفاده از آن میکروکره‌ها در میان انبوهه‌هایی از آن‌ها که با نوردهی معمولی قابل آشکارسازی نبودند، تفکیک شدند.

کلید واژه- ابرتفکیک، میکروسکوپی تمام‌نگاری دیجیتالی، میرائو، نوردهی ساختاریافته

Super-resolution by Structured Illumination in Mirau Digital Holographic Microscopy

Yasaman Ganjkhani[1], Ehsan A. Akhlaghi[1,2] , Mohammad A. Charsooghi[1,2] , and Ali-Reza Moradi[2,3]
[1]Department of Physics, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences (IASBS), 45137-66731, Zanjan , Iran
[2]Optics Research Center, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences (IASBS), 45137-66731, Zanjan, Iran
[3] School of Nano Science, Institute for Research in Fundamental Sciences (IPM), PO Box 19395-5531, Tehran, 19395, Iran

Abstract- In this paper we apply structured illumination in Mirau digital holographic microscopy to improve the lateral resolution. Digital holographic microscopy (DHM) is an effective and non-contact technique for 3D imaging of phase objects. Among different DHM setups, Mirau DHM due to its simple and vibration-immune nature is of a high interest. Mirau objectives with high NA are expensive and low NA ones suffer from low lateral resolution. It has been shown that by imaging 1D gratings on the sample we can obtain super-resolution in DHM in 1 direction and to have super-resolution in all directions the gratings should be rotated. We demonstrate that by projecting 2D gratings, instead, super-resolved 3D images in all directions may be obtained. We apply the technique to resolve microparticles within aggregations of them which can never be resolved under uniform illumination of the Mirau DHM setup. The resolution power of the system was improved from 1.3 to 0.84 microns.

Keywords: Super-resolution, Digital Holographic Microscopy, Mirau, Structured Illumniation

Formatted: Font: 12 pt, Font color: Black, (Complex) Persian (Iran)

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

Formatted: Font: 12 pt

۱- مقدمه

توان‌تفکیک بنا به حد آبه طبق رابطه $\lambda/2NA$ با طول‌موج نور و گشودگی عددی سیستم تصویرساز (NA) محدود می‌شود [۱]. به تمام روش‌هایی که بر این محدویت غلبه کنند، روش‌های تصویرگیری ابرتفکیک می‌گویند. برخی از این روش‌ها بر به کارگیری امواج میرا استوارند و میکروسکوپی میدان نزدیک نامیده می‌شوند [۲]. در روش‌های میدان دور، شامل ایده‌های نوآورانه را می‌توان در روش‌هایی نظیر مانند میکروسکوپی STED و میکروسکوپی با نوردهی ساختاریافته (SIM) یافت [۳]. در میکروسکوپی با نوردهی ساختاریافته نمونه با باریکه‌ای با ساختار معلوم روشن می‌شود. به این ترتیب نور ساختاریافته اطلاعات آن دسته از ساختارهای ریز که با نوردهی معمولی قابل آشکار نبودند را بر خود سوار کرده و طی عملیات جداسازی در هنگام بازسازیِ تصاویر قابل‌مشاهده می‌کند. این روش برای اولین بار توسط نیل و همکارانش ابداع شد [۴]. گوستافسون در سال ۲۰۰۰ آن را به منظور افزایش توان‌تفکیک در میکروسکوپی فلوئورسانس به کار برد [۵]. تاکنون جوانب مختلف کار با نوردهی ساختاریافته بررسی شده است.

میکروسکوپی تمام‌نگاری دیجیتالی (DHM) روشی آسان، غیرمخرب و غیرتماسی برای تصویربرداری سه بعدی از اجسام فازی و نمایه سطوح بازتابان است [۶]. چیدمان متداول برای میکروسکوپی تمام‌نگاری دیجیتالی چیدمان ماخ‌زندر است که در آن با ایجاد قدری زاویه میان دو باریکه مرجع و شیئ می‌توان تمام‌نگاشت‌های خارج‌محور داشت و تصاویر حقیقی، مجازی و باریکه پراش نیافته را از هم جدا کرد. اما همین امر چیدمان را در مقابل ارتعاشات مکانیکی و محیطی حساس خواهد کرد. از این رو چیدمان‌های هم‌مسیر و خودمرجع برای میکروسکوپی تمام‌نگاری دیجیتالی می‌تواند جایگزین مناسبی باشد. از چیدمان‌های مناسب خودمرجع می‌توان به آن‌هایی که از شیئی‌های تداخلی نظیر مایکلسون، لینیک و میرائو استفاده می‌کنند اشاره کرد. در این پژوهش ما از شیئی میرائو استفاده کرده‌ایم. در این نوع شیئی تداخلی باریکه مرجع از آینه کوچکی که درون شیئی تعبیه شده است بازتاب می‌شود. میرائوهای با بزرگ‌نمایی زیاد قیمت‌های بالایی دارند و در مقابل در میرائوهای با بزرگ‌نمایی کم نسبت توان‌تفکیک عرضی به محوری بسیار کمتر است.

توان‌تفکیک در DHM به توان‌تفکیک سیستم تصویرساز آن، مشخصات دوربین ثبت تمام‌نگاشت‌ها و نیز به اندازه پنجره پالایه فوریه در حین بازسازی بستگی دارد. غالب روش‌هایی را که برای ابرتفکیک در میکروسکوپی به کار می‌رود می‌توان برای DHM هم بکار برد. از جمله ترکیب نوردهی ساختاریافته با چیدمان DHM می‌تواند جالب توجه باشد. برای مثال Ma و همکارانش در سال ۲۰۱۳ از توری معمولی با فرکانس متغیر برای افزایش توان تفکیک در DHM استفاده کرده‌اند [۷]. در [۸] گروهی دیگر از توری‌های یک‌بعدی با جهات مختلف که بر روی مدوله‌کننده فضایی نور (SLM) ایجاد شده‌اند، برای ابرتفکیک استفاده کرده‌اند. قبلا با وارد کردن یک میکروکره شفاف در طول‌کار فاصله‌کار میرائو افزایش بزرگ‌نمایی و توان تفکیک را نشان داده شده و از آن برای تشخیص گلبول‌های سرخ مبتلا به تالاسمی نوع خفیف و نیز برای بررسی ناهمواری سطح نانوکامپوزیت‌های پلیمری استفاده کرده‌ایم [۹و۱۰]. در این مقاله چیدمان هم‌مسیر میرائو را با نور ساختاریافته دوبعدی روشن کرده‌ایم و نشان داده‌ایم که با آن توان‌تفکیک عرضی سیستم زیاد می‌شود.

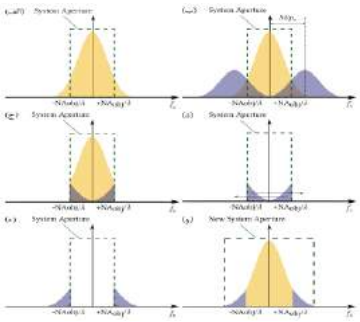
۲- مبانی نظری

در ساده‌ترین شکل نوردهی ساختاریافته در چیدمان تمام‌نگاری میکروسکوپی، نمونه با تصویر یک توری رانکی سینوسی روشن می‌شود. شکل ۱(الف) طرحواره‌ای از طیف فوریه یک نمونه شامل فرکانس‌های پایین و بالا، همانند آنچه در مرحله بازسازی تمام نگاشت‌ها دیده می‌شود، را نشان می‌دهد. مستطیل خط‌چین محدوده فرکانسی را که طول‌موج و گشودگی سیستم مجاز می‌دانند، نشان می‌دهد. در نوردهی معمولی سیستم فقط به فرکانس‌های بازه $[-NA/\lambda, NA/\lambda]$ اجازه عبور می‌دهد. وقتی که سیستم با نوردهی ساختاریافته روشن شود، بخشی از فرکانس‌های بالا سوار بر مراتب ۱ و۱- پراش توری می‌شوند و به اندازه زاویه پراش مرتبه اول که با گام توری P_x و بزرگ‌نمایی سیستم M مشخص می‌شود، نسبت به پراش مرتبه صفر که مربوط به فرکانس‌های پایین است جابجا می‌شوند (شکل۱(ب)). گام توری‌ها باید طوری انتخاب شود که حتی‌الامکان مراتب

Formatted: Font: 12 pt, Font color: Black, (Complex) Persian (Iran)

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱ و ۱- همپوشانی نداشته باشند. شکل ۱(ج) همپوشانی فرکانس‌های بالا و پایین قابل‌مشاهده توسط سیستم را نشان می‌دهد.

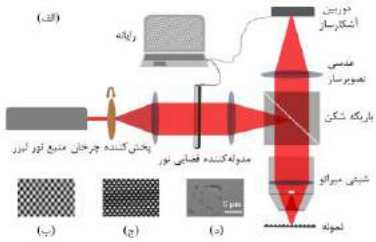


شکل ۱ طرحی از نحوه افزایش توان‌تفکیک با استفاده از نوردهی ساختاریافته

برای از بین بردن این همپوشانی و انتقال فرکانس‌های بالا به مکان درست خود ابتدا فرکانس مرتبه صفر که معادل نوردهی معمولی است از طیف فرکانسی نمونه کسر می‌شود (شکل ۱(د)). سپس فرکانس‌های مراتب بالا به اندازه M/P_x در فضای فرکانسی جابجا می‌شوند تا در جای درست خود قرار گیرند (شکل ۱(ه)). این معادل حالتی است که سیستم دارای گشودگی عددی بزرگ‌تر ($\mathrm{NA_{eff}}$) باشد که نظیر شکل ۱(و) از رابطه $\mathrm{NA_{eff}} = \mathrm{NA} + \mathrm{NA_{SI}}$ به‌دست می‌آید. در این رابطه $\mathrm{NA_{SI}} = \sin\theta_{SI} = M\lambda / P_x$ گشودگی عددی است که نوردهی ساختاریافته به سیستم افزوده و برابر با پراش مرتبه اول توری تصویرشده بر نمونه است. به این ترتیب حد تفکیک سیستم با نوردهی ساختاریافته از رابطه $\delta = \kappa\lambda / \mathrm{NA_{eff}}$ به‌دست می‌آید که در آن κ از پارامترهای تجربی نظیر نرخ سیگنال به نوفه دوربین به‌دست می‌آید. تمام این مراحل باید در هنگام بازسازی تمام‌نگاشت‌ها نیز اجرا شوند. ما برای بازسازی از روش انتشار طیف زاویه‌ای استفاده می‌کنیم که دامنه و فاز میدان را به‌دست می‌دهد. برای افزایش توان‌تفکیک در تمام جهت‌ها لازم است توری یک‌بعدی دست کم در دو جهت دیگر بر نمونه تصویر شود و تمام مراحل بالا بر تک‌تک جهت‌ها اعمال شود. اما اگر به جای توری یک‌بعدی، از توری دوبعدی با ساختارهای مختلف نظیر شطرنجی یا لانه-زنبوری (Hexagonal) با گام‌های به حد کافی کوچک استفاده شود، می‌توان روش را از چرخش‌های زیاد توری بی‌نیاز کرد.

۳- آماده‌سازی نمونه و چیدمان آزمایش

در شکل ۲(الف) طرح کلی از چیدمان مورد استفاده در این کار آمده است. باریکه لیزر هلیوم-نئون (شرکت پویا فرآزما، ۲ mW، طول موج ۶۳۲٫۸ nm) ابتدا از پخش‌کننده چرخان که به منظور کاهش نوفه و فریزهای مزاحم از طریق کم کردن همدوسی فضایی بر سر راه نور تعبیه شده می‌گذرد. عدسی اول (f=۲۵ mm) جبهه موج خروجی از پخش‌کننده را بر مدوله‌کننده فضایی نور (SLM) تصویر می‌کند. طرح توری‌های مناسب بر روی SLM سوار شده‌اند که از طریق عدسی دوم (f=۵۰ mm) و باریکه‌شکن و شیئی میرائو (Nikon, NA=۰٫۳, ۱۰X) بر نمونه تصویر می‌شوند. در داخل میرائو بخشی از باریکه از باریکه‌شکنی که در دهانه آن نصب شده عبور کرده و از نمونه برمی‌گردد. بخش دیگری از باریکه از روی باریکه‌شکن به داخل شیئی بازتابیده شده و سپس به آینه مرجع که در داخل شیئی تعبیه شده برخورد می‌کند و از آن بازتابیده می‌شود. این باریکه نقش باریکه مرجع را ایفا می‌کند. دو باریکه پس از خروج از میرائو با هم تداخل می‌کنند. این باریکه‌های تداخلی از طریق عدسی سوم (f=۱۶۰ mm) به سمت آشکارساز هدایت می‌شوند و تمام‌نگاشت حاصل بر آشکارساز، ثبت می‌شود. برای داشتن تمام‌نگاری خارج‌محور در این چیدمان کافی است میزچه نمونه قدری زاویه داشته باشد. تصاویری از توری‌های دوبعدی شطرنجی و لانه‌زنبوری مورد استفاده در شکل‌های ۲(ج) و (د) نمایش داده شده‌اند.



شکل ۲ (الف) طرح‌واره چیدمان آزمایش؛ (ب) طرح فازی شطرنجی و (ج) لانه‌زنبوری سوارشده بر SLM؛ (د) تصویر میکروسکوپی از نمونه

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

Formatted: Font: 12 pt, Font color: Black, (Complex) Persian (Iran)

در این کار از میکروکره‌های ۱ میکرونی به عنوان نمونه استفاده کردیم. این میکروذرات در محلول الکل پلی‌وینیل رقیق‌شده مخلوط شده و سپس بر روی یک لام با لایه‌نشانی آلومینیومی در هوای آزاد خشک شدند. ذرات بر روی لام به طور تصادفی توزیع شده‌اند. برخی از آن‌ها طوری در کنار هم قرار گرفته‌اند که امکان دارد تک‌ذره‌ها توسط شیئی ما آشکار نشوند. چنین نواحی از نمونه مورد نظر ما بوده‌اند. در شکل ۲(ه) تصویری از میکروسکوپی با شیئی ۴۰X از این نمونه آمده است.

۴- نتایج تجربی

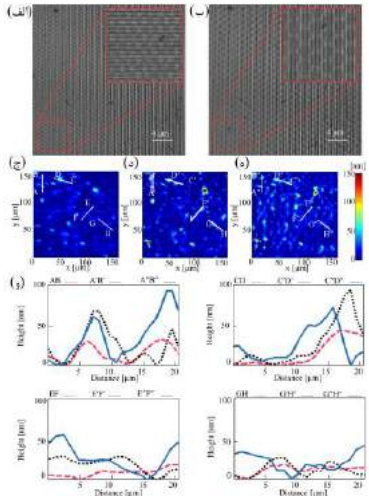
شکل۳ نتایج بازسازی تمام‌نگاشت‌های تحت نوردهی معمولی و نوردهی ساختاریافته دوبعدی را نشان می‌دهد. شکل‌های ۳(الف) و (ب) به ترتیب تمام‌نگاشت‌های نمونه تحت نوردهی شطرنجی و لانه‌زنبوری هستند. تصاویر بازسازی دوبعدی از این نمونه در شکل‌های ۳(ج) تا (ه) به ترتیب برای نوردهی معمولی، شطرنجی و لانه‌زنبوری آورده شده است. در شکل ۳(و) نیز نمایه‌های یک‌بعدی در راستای خطوط با جهت‌گیری‌های متفاوت نشان داده شده در تصاویر دوبعدی، رسم شده‌اند. با مقایسه نتایج بین نوردهی‌های معمولی و دوبعدی افزایش توان‌تفکیک در جهات مختلف با استفاده نوردهی دوبعدی قابل مشاهده است. گشودگی عددی شیئی میرائو ۱۰X معادل ۰/۳ است، بنابراین حدتفکیک سیستم تحت نوردهی معمولی صرف‌نظر از نوفه‌ها و خطاهای موجود معادل ۱/۲۹ میکرون است. گشودگی عددی حاصل از توری‌های مورد استفاده برابر با ۰/۱۶ است که باعث بهبود حدتفکیک سیستم به ۰/۸۴ میکرون می‌شود، که این عدد با نتایج تجربی مطابقت دارد.

۵- نتیجه‌گیری

در این پژوهش افزایش توان تفکیک در میکروسکوپی تمام‌نگاری دیجیتالی میرائو با نوردهی ساختاریافته انجام گرفت. نشان داده شد که استفاده از نور ساختاریافته با طرح توری دو بُعدی، توان تفکیک در تمام جهات زیاد می‌شود و نیازی به ثبت تمام‌نگاشت‌های بیشتر در جهت‌های مختلف نیست. این امر به افزایش سرعت داده‌گیری می‌انجامد که می‌تواند برای تصویربرداری از نمونه‌های پویا مورد استفاده قرار گیرد.

سپاسگزاری

نویسندگان از آقای یوسف پورویس برای کمک در تحلیل داده‌ها سپاسگزاری می‌کنند.



شکل ۳ نتایج تجربی تحت نوردهی ساختاریافته دوبعدی؛ هولوگرام شیئ تحت نوردهی با طرح (الف) شطرنجی (ب) لانه‌زنبوری؛ بازسازی‌های دوبعدی تحت نوردهی (ج) معمولی، (د) شطرنجی و(ه) لانه‌زنبوری؛ (و) نمایه‌های یک‌بعدی در راستای خطوط مشخص‌شده در تصاویر دوبعدی (ج)، (د) و (ه).

مراجع

[1] E. Abbe, “Beiträge zur Theorie des Mikroskops und der mikroskopischen Wahrnehmung”, Archiv für mikroskopische Anatomie, p. 413-418, 1873.
[2] A. V. Zayats and V. Sandoghdar, “Apertureless scanning near-field second-harmonic microscopy”, Optics communications, p. 245-249, 2000.
[3] S. W. Hell, et al., “The 2015 super-resolution microscopy roadmap”, Journal of Physics D: Applied Physics, p. 443001, 2015.
[4] M. A., R. Juskaitis, and T. Wilson, “Method of obtaining optical sectioning by using structured light in a conventional microscope”, Optics letters, p. 1905-1907, 1997.
[5] M. G. Gustafsson, “Surpassing the lateral resolution limit by a factor of two using structured illumination microscopy”, Journal of microscopy, p. 82-87, 2000.
[6] K. M. Kim, *Digital Holographic Microscopy*, Vol. 162, Springer, New York, NY: Springer Series in Optical Sciences, 2011.
[7] J. Ma et al., “Resolution enhancement in digital holographic microscopy with structured illumnaition”, Chinese Optics Letters, p. 090901, 2013.
[8] P. Gao, G. Pedrini, and W. Osten, “Structured illumination for resolution enhancement and autofocusing in digital holographic microscopy”, Optics letters, p. 1328-1330, 2013.
[9] M. Aakhte, et al., “Microsphere-assisted super-resolved Mirau digital holographic microscopy for cell identification”, Applied Optics, p. D8-D13, 2017.
[9]
[10] V. Abbasian, E. A. Akhlaghi, M. A. Charsooghi, M. Bazzar, and A. R. Moradi, “Digital Holographic Microscopy for 3D Surface Characterization of Polymeric Nanocomposites”, to appear in Ultramicroscopy 2017.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

Formatted: Font: 12 pt
Formatted: Centered
Formatted: Font: 7 pt, Complex Script Font: 9 pt
Formatted: Numbered + Level: 1 + Numbering Style: 1, 2, 3, … + Start at: 1 + Alignment: Left + Aligned at: 0" + Tab after: 0.25" + Indent at: 0.25"
Formatted: Font: 12 pt, Font color: Black

اثر نوردهی مایل در افزایش توان‌تفکیک در میکروسکوپی تمام‌نگاری دیجیتالی میرائو با میکروکره

یاسمن گنج‌خانی[۱]، وحید عباسیان[۱]، احسان احدی اخلاقی[۱و۲]، و علیرضا مرادی[۲و۳]
[۱]دانشکده فیزیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان، زنجان کد پستی ۴۵۱۳۷-۶۶۷۳۱
[۲] مرکز پژوهشی اپتیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان، زنجان کد پستی ۴۵۱۳۷-۶۶۷۳۱
[۳] دانشکده علوم نانو، پژوهشگاه دانش‌های بنیادی، تهران، ایران کد پستی ۱۹۳۹۵-۵۵۳۱

چکیده – بنا بر نظریه آبه نوردهی مایل به نمونه به فرکانس‌های بالاتر اجازه ورود به سیستم تصویرساز می‌دهد و موجب افزایش توان تفکیک سیستم می‌شود. در این مقاله از ایده نوردهی مایل برای ابرتفکیک در میکروسکوپ تمام‌نگاری دیجیتالی میرائو استفاده کرده‌ایم. شیئی‌های تداخلی میرائو با بزرگ‌نماییِ زیاد گران هستند و شیئی‌های با بزرگ‌نماییِ کم‌تر توان‌تفکیک عرضی کمی دارند. پیش‌تر نشان داده‌ایم با وارد کردن یک میکروکره شفاف در فاصله کار شیئی میرائو توان‌تفکیک عرضی زیاد می‌شود و در اینجا بصورت تجربی نشان داده‌ایم با نوردهی غیرعمود توان‌تفکیک بالاتری بدست می‌آید. بر روی نمونه‌های مختلف روش فوق را امتحان کرده و افزایش توان تفکیک عرضی و تیزی لبه را در دو حالت بدون میکروکره و با میکروکره نشان داده‌ایم.

کلید واژه- تمام‌نگاری دیجیتالی، ابر تفکیک، میرائو، میکروسکوپی سه‌بعدی.

The effect of inclined illumination on enhancing the resolution in microsphere-assisted Mirau digital holographic microscopy

Yasaman Ganjkhani[1], Vahid Abbasian[1], Ehsan A. Akhlaghi[1, 2], and Ali-Reza Moradi[2, 3]

[1]Department of Physics, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences (IASBS), 45137-66731, Zanjan , Iran
[2]Optics Research Center, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences (IASBS), 45137-66731, Zanjan, Iran
[3] School of Nano Science, Institute for Research in Fundamental Sciences (IPM), PO Box 19395-5531, Tehran, 19395, Iran

Abstract- According to Abbe, oblique illumination in imaging systems allows the entrance of higher spatial frequencies into the system's aperture and thus increases the resolution power of it. We have extended the idea to Mirau digital holographic microscopy to obtain super-resolution in 3D images. High magnification Mirau objectives are expensive and low magnification ones suffer from low lateral resolution. We have already demonstrated the increase in lateral resolution through introducing a transparent microsphere into the working distance of the Mirau objective. In this paper, we show that by applying inclination to the illumination direction in Mirau system the resolution can be further improved. We have tested the technique on different samples and verified the increase in lateral resolution and edge sharpness in the presence and in the absence of the microsphere.

Keywords: digital holography, super-resolution, Mirau, 3D microscopy

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

میکروسکوپی تمام‌نگاری دیجیتالی روشی موثر، ساده و غیرمخرب برای تصویربرداری کمی از اجسام فازی است و از این رو برای تصویربرداری از نمونه‌های زیستی مناسب است. در این روش تمام‌نگاشت‌های ثبت‌شده توسط آشکارساز به طور عددی بازسازی می‌شوند و اطلاعات میدان شیئ تصویرشده به طور کامل ثبت می‌شود [۱]. در تمام‌نگاری دیجیتالی خارج‌محوری که در آن به هنگام ثبت تمام‌نگاشت زاویه‌ای میان باریکه‌های شیئ و مرجع وجود دارد، تصاویر حقیقی و مجازی و نیز باریکه پراش-نیافته در بازسازی از یکدیگر جدا می‌شوند. چیدمان‌های متداول تمام‌نگاری خارج‌محوری معمولا در مقابل ارتعاشات مکانیکی حساس‌ترند و این به نوفه و خطای بازسازی بیشتر منجر می‌شود. اخیرا چیدمان‌های ساده‌تر هم‌مسیر و خودمرجع مختلفی مثلا با استفاده از آینه لوید [۲]، تداخل چینشی جانبی از طریق یک تیغه شیشه‌ای [۳و۴] و نیز میکروسکوپ تک چشمی [۵] به وجود آمده-اند که اثرهای مزاحم در میکروسکوپی تمام‌نگاری دیجیتالی هم‌مسیر را کاهش می‌دهند. بعلاوه، استفاده از شیئی‌های تداخلی نظیر مایکلسون، لینیک و میرائو برای چیدمان‌های خودمرجع و فشرده مناسب‌اند. در شیئی‌های میرائو باریکه مرجع از یک آینه کوچک که در داخل شیئی تعبیه شده است، بازتاب می‌شود. شیئی‌های میرائو با بزرگ‌نمایی زیاد گران هستند و در مقابل، شیئی‌های با بزرگ‌نمایی کم توان تفکیک عرضی بسیار کمتری نسبت به توان تفکیک محوری دارند.

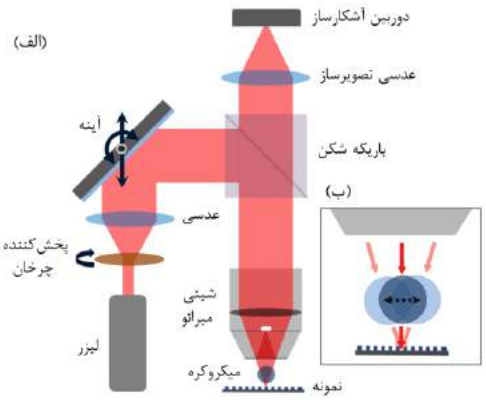
بنا بر نظریه آبه در میکروسکوپ‌های نوری توان تفکیک عرضی به $\lambda/2NA$ محدود می‌شود، که در آن λ طول‌موج نور و NA گشودگی عددی سیستم تصویرساز است. به تمامی روش‌هایی که بر این محدودیت فائق آیند، روش-های تصویرگیری ابرتفکیک می‌گویند. بعنوان مثال در میکروسکوپی میدان دور می‌توان NA سیستم تصویرساز را دستکاری و آن را به شکل مصنوعی زیاد کرد. این کار را می‌توان از طریق مبادله درجات آزادی سیستم، از جمله شکل و رفتار زمانی شیئ، ابعاد، طول‌موج و قطبش انجام داد [۶]. بعنوان مثال استفاده از میکروکره‌ی شفاف برای ابرتفکیک در سال‌های اخیر بسیار مورد توجه بوده و جوانب مختلف کار با آن‌ها مورد بررسی و مطالعه قرار گرفته است [۷]. با نوردهی ساختاریافته نیز می‌توان گشودگی عددی سیستم‌های تصویرساز را بصورت مصنوعی زیاد کرد [۸]. در این روش با تشکیل فریزهای ماره و وارد کردن فرکانس‌های بالایی که پیش از این از طریق سیستم قابل دریافت نبودند توان تفکیک سیستم زیاد می‌شود [۹]. از طرف دیگر نوردهی ساختاریافته را می‌توان بصورت ترکیبی از باریکه‌های مایل در نظر گرفت. مطابق با نظریه آبه [۱۰] اگر به جای نوردهی قائم، شیئ توسط نوردهی مورب روشن شود، فرکانس‌های بالاتری اجازه ورود به سیستم خواهند یافت.

در میکروسکوپی تمام‌نگاری دیجیتالی توان تفکیک عرضی به توان تفکیک سیستم تصویرساز، کیفیت آشکارساز و نیز به تابع پنجره پالایه فوریه استفاده شده در فرآیند بازسازی تمام‌نگاشت بستگی دارد. غالب روش‌های ابرتفکیک برای میکروسکوپ‌های نوری را می‌توان برای میکروسکوپی تمام‌نگاری دیجیتالی نیز به کار برد. ما قبلا از نوردهی ساختاریافته با بکارگیری توری‌های یک‌بعدی در جهت‌های مختلف یا توری‌های دوبعدی با طرح‌های شطرنجی و لانه‌زنبوری برای افزایش موثر توان تفکیک در میکروسکوپی تمام‌نگاری دیجیتالی با میرائو استفاده کرده‌ایم [۱۱]، همچنین نشان داده‌ایم که با وارد کردن یک میکروکره شفاف در طول کار یک شیئی میرائو با بزرگ‌نمایی کم می‌توان NA آن را افزایش داد [۱۲]. از این روش برای تشخیص گلبول‌های قرمز دارای بیماری تالاسمی خفیف و نیز برای تشخیص وجود نانوذرات در نانوکامپوزیت‌های پلیمری استفاده کرده‌ایم [۱۳]. در این مقاله ایده نوردهی مایل را با میکروسکوپی تمام‌نگاری دیجیتالی میرائو همراه با میکروکره ترکیب کرده‌ایم تا به میزان زیادتری توان تفکیک را بهبود ببخشیم. برای تایید تجربی از نمونه‌هایی همچون DVD استفاده کرده و افزایش توان تفکیک را نشان داده‌ایم.

۲- چیدمان آزمایش

شکل۱ شمایی از چیدمان بکار رفته در آزمایش‌ها را نشان می‌دهد. باریکه لیزر هلیوم-نئون (پویا فرآزما، ۲mW، ۶۳۲٫۸ nm) پس از عبور از یک پخش‌کننده چرخان که به منظور کاهش همدوسی فضایی نور لیزر و کم کردن اثرات پراش و تداخل‌های ناخواسته بر سر راه لیزر تعبیه

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

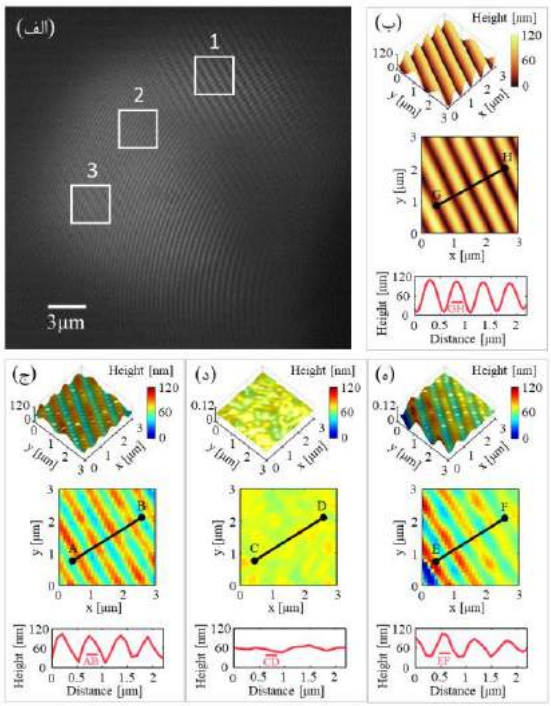


شکل ۱(الف) چیدمان تمام‌نگاری دیجیتالی میرائو با میکروکره تحت نوردهی مایل؛ (ب) تصویر بزرگ‌نمایی‌شده از چیدمان

شده، توسط یک عدسی جمع شده و بر یک آینه واقع بر یک نگه‌دارنده قابل‌چرخش فرود می‌آید. باریکه از آینه با زاویه دلخواه به سمت باریکه‌شکن واقع در بالای شیئی میرائو (Nikon, NA=۰/۳, ۱۰X) و از آنجا به داخل شیئی میرائو هدایت می‌شود. بخشی از باریکه ورودی به میرائو از شیئی عبور کرده به نمونه می‌رسد و از آن بازتاب می‌شود. بخش دیگری از باریکه ورودی از آینه مرجع تعبیه‌شده درون شیئی بازتاب می‌شود و باریکه مرجع را تشکیل می‌دهد. دو باریکه بازتابی از شیئ و آینه مرجع با هم تداخل می‌کنند. باریکه‌های تداخلی از عدسی دوم واقع در بالای باریکه‌شکن به سمت آشکارساز (Thorlabs، DC 1545) هدایت می‌شوند و تمام‌نگاشت توسط این آشکارساز ثبت می‌شود. برای رسیدن به چیدمان خارج‌محور برای تمام‌نگاری به نمونه که بر روی یک نگهدارنده با ۵ درجه آزادی قرار دارد، قدری زاویه داده می‌شود. آزمایش‌ها در دو مرحله انجام شده‌اند. در مرحله اول از طریق یک فیبر نوری متصل به یک جابجاگر میکرونی، یک میکروکره بوسیله جابجاگر به دقت وارد فاصله کار شیئی میرائو می‌شود و چیدمان مهیای نوردهی مایل بر میرائوی همراه با میکروکره می‌شود. مرحله دوم آزمایش‌ها برای نمایش اثر نوردهی مورب بطور مستقیم، بدون میکروکره انجام می‌شود. آینه قابل‌چرخش امکان نوردهی مورب نمونه را فراهم می‌کند. زوایای قابل دسترسی به این طریق از ۳- تا ۳ درجه و با دقت یک زاویه قوسی هستند. در هر دو مرحله، بازسازی از طریق انتشار طیف زاویه‌ای انجام می‌شود که دامنه مختلط شیئ را بدست می‌دهد. برای از بین بردن اثر ابیراهی همواره یک تمام‌نگاشت مرجع با استفاده از یک تیغه بازتابان خالی از نمونه ثبت شده و فاز آن در حین بازسازی از فاز تمام‌نگاشت شیئ کسر می‌شود.

۳- نتایج تجربی

شکل۲(الف) تمام‌نگاشت حاصل از یک DVD را در حضور یک میکروکره به قطر ۲۵۰ µm نشان می‌دهد. همانطور که دیده می‌شود ساختار DVD در نواحی اطراف میدان دید ظاهر شده است. این بدان معناست که دسته پرتوهایی که بدون انحراف از مرکز میکروکره گذشته و نمونه را بطور عمودی روشن کرده‌اند نتوانسته‌اند ساختار نمونه را آشکار کنند، ولی آن دسته از پرتوها که در گذر از میکروکره منحرف شده و با زاویه به نمونه می‌تابند امکان بازیابی فرکانس‌های بالاتر را یافته و ساختار نمونه را ظاهر کرده‌اند.

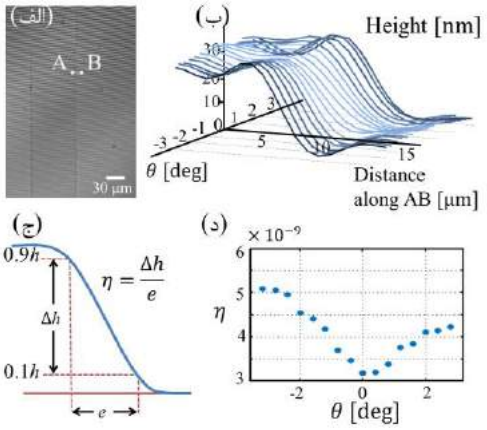


شکل ۲(الف) تمام‌نگاشت ثبت‌شده از یک DVD در سیستم تمام‌نگاری میرائو با میکروکره؛ (ب) تصاویر ۳بعدی، ۲بعدی و ۱بعدی بدست‌آمده توسط AFM برای اعتبارسنجی؛ (ج)، (د) و (ه) به ترتیب تصاویر بازسازی‌شده از نواحی (۱)، (۲) و (۳) شکل (الف) هستند.

در شکل ۲(ب) تصاویر AFM (ثبت شده توسط دستگاه Ara-A.F.M. ساخت شرکت آرا پژوهش) از ساختار نمونه مورد آزمایش آورده شده است. با این روش عمق شیارها ۸۹/۹ ± ۵ nm بدست آمده است. بازسازی‌های سه‌بعدی و دوبعدی و نمایه خطی سطوح برای نواحی ۱، ۲ و ۳ تمام‌نگاشت شکل ۲(الف) به روش انتشار طیف زاویه‌ای به

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

ترتیب در شکل ۲(ج)، (د) و (ه) نشان داده شده‌اند. مقدار عمق شیارها از نمایه خطی شکل ۲(ج) معادل nm ۵ ± ۷۶/۱۱ بدست آمد که تطابق خوبی با نتیجه AFM دارد.



شکل ۳(الف) تمام‌نگاشت بخشی از یک عدد نگاشته‌شده بر لبه یک CD؛ (ب) نمایه‌های خطی در راستای خط $A\overline{B}$ در شکل (الف) برای زاویه‌های نوردهی مختلف؛ (ج) تعریف پارامتر تیزی لبه؛ (ه) نمودار تیزی لبه بر حسب زاویه نوردهی.

اثر نوردهی مایل بر افزایش توان‌تفکیک و تیزی لبه در یک نمونه غیرتناوبی را این بار در میرائو بدون میکروکره امتحان کرده‌ایم. در شکل ۳(الف) تمام‌نگاشت حاصل از بخشی از یک عدد حک‌شده بر لبه یک CD توسط میرائو بدون میکروکره ثبت شده‌است. شکل ۳(ب) نمایه‌های خطی در راستای عمود بر لبه و بموازات خط $\overline{AB}$ را برای تمام‌نگاشت‌هایی که با تغییر زاویه فرود نور ثبت شده‌اند، نشان می‌دهد. افزایش تیزی لبه با افزایش زاویه فرود با دقت در این نمایه‌ها مشهود است. برای داشتن معیاری کمی از تیزی لبه، پارامتر تیزی را مطابق شکل۳(ج) بصورت $\eta = \Delta h / e$ تعریف می‌کنیم که در آن e پهنای لبه مابین نقاط نظیر ۱۰٪ تا ۹۰٪ بیشینه ارتفاع پله است و Δh میزان تغییر ارتفاع میان این دو نقطه است. شکل ۳(ه) مقادیر تیزی را برای نمایه‌های خطی شکل ۳(ب) نشان می‌دهد. از این نمودار مشخص است که با افزایش قدر مطلق زاویه فرودی تیزی لبه اندازه‌گیری شده افزایش می‌یابد.

۴- نتیجه‌گیری

در این مقاله اثر نوردهی مایل در افزایش توان‌تفکیک و تیزی لبه در میکروسکوپی تمام‌نگاری دیجیتالی میرائو به همراه میکروکره و بدون آن نشان داده شد و دیدیم اگر زاویه فرود نور بر نمونه به نحوی از راستای عمود منحرف شود، فرکانس‌های بالاتر که متناظر با جزئیات ریزتر شیئ هستند، امکان ورود به سیستم می‌یابند و به این ترتیب توان‌تفکیک سیستم افزایش می‌یابد.

سپاسگزاری

نویسندگان از جناب آقای دکتر چارسوقی برای بحث‌های مفید و از سرکار خانم مهناز هاشمی برای فراهم کردن داده‌های AFM کمال تشکر را دارند.

مراجع

[1] K. M. Kim, *Digital Holographic Microscopy*, Vol. 162, Springer, New York, NY: Springer Series in Optical Sciences, 2011.
[2] V. Chhaniwal, et al., "Quantitative phase-contrast imaging with compact digital holographic microscope employing Lloyd's mirror", Optics letters, p. 5127-5129, 2012.
[3] A.S Singh et al., "Lateral shearing digital holographic imaging of small biological specimens", Optics express, p. 23617-23622, 2012.
[4] Priyanka Vora, et al., "Wide field of view common path lateral shearing digital holographic interference microscope", Journal of Biomedical Optics, 2017.
[5] S. Ebrahimi et al., "Digital holographic microscopy with coupled optical fiber trap for cell measurement and manipulation", Optics letters, p. 2916-2919, 2014.
[6] M. Martínez-Corral, and G. Saavedra, "The resolution challenge in 3D optical microscop", Progress in Optics, p. 1-67, 2009.
[7] A. Darafsheh et al., "Optical super-resolution by high-index liquid-immersed microspheres". Applied Physics Letters, p. 141128, 2012.
[8] M.A Neil, R. Juškaitis, and T. Wilson, "Method of obtaining optical sectioning by using structured light in a conventional microscope". Optics letters, p. 1905-1907, 1997.
[9] M. G. Gustafsson, "Surpassing the lateral resolution limit by a factor of two using structured illumination microscopy", Journal of microscopy, p. 82-87, 2000.
[10] E. Abbe, "Beiträge zur Theorie des Mikroskops und der mikroskopischen Wahrnehmung", Archiv für mikroskopische Anatomie, p. 413-418, 1873.
[11] Y. Ganjkhani, M. A. Charsooghi, E. A. Akhlaghi, and A. R. Moradi, "Superresolved Mirau digital holography by structured illumination," Opt. Comm. pp. 58-65, 2017.
[12] M. Aakhte, et al., "Microsphere-assisted super-resolved Mirau digital holographic microscopy for cell identification", Applied Optics, p. D8-D13, 2017.
[13] V. Abbasian, E. A. Akhlaghi, M. A. Charsooghi, M. Bazzar, and A. R. Moradi, "Digital Holographic Microscopy for 3D Surface Characterization of Polymeric Nanocomposites", to appear in Ultramicroscopy 2017.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

ایجاد درهم‌تنیدگی بین اسپین و مکان دو ذره در فرایند پراکندگی

مرتضی رفیعی[۱]، مرتضی سلطانی[۲]

[۱]شاهرود، دانشگاه صنعتی شاهرود، دانشکده فیزیک

[۲]اصفهان، دانشگاه اصفهان، دانشکده علوم، گروه فیزیک

چکیده – در این مقاله به مطالعه و بررسی پراکندگی یک ذره اسپین $\frac{1}{2}$ از یک ذره هدف جایگزیده مشابه پرداخته‌ایم. هامیلتونی برهم-کنشی حاکم بر سامانه شامل برهم‌کنش هایزنبرگ اسپینی بین دو اسپین و میدان مغناطیسی موضعی با اسپین ذره هدف است. ناشی از حضور این میدان مغناطیسی، برای هر کدام از امواج بازتابی یا عبوری دو موج با بردارهای موج متفاوت حاصل می‌شود. بنابراین بر طبق نتایج به‌دست آمده، به‌ازای مقادیر کوچک میدان مغناطیسی می‌توان بین اسپین ذره هدف و تکانه موج فرودی درهم‌تنیدگی ایجاد نمود. در ادامه نشان داده‌ایم که با درنظر گرفتن موج فرودی به‌صورت یک بسته موج گاوسی می‌توان این درهم‌تنیدگی را به مکان ذره نیز مرتبط دانست و از آن می‌توان به ازای مقادیر کوچک پهن‌شدگی بسته موج، برای تعیین مکان ذره استفاده نمود.

کلید واژه- پراکندگی، درهم‌تنیدگی، بسته موج گاوسی.

Entanglement Generation between Spin and Location of Two Particles via Scattering Processes

Morteza Rafiee[1], Morteza Soltani[2]

[1]Faculty of Physics, Shahrood University of Technology, 3619995161 Sharood, Iran

[2]Department of Physics, Faculty of Sciences, University of Isfahan, 81746-73441 Isfahan, Iran

Abstract- In this paper we try to study the scattering of the one spin half particle from localized spin particle. Interaction Hamiltonian governed this system contains a Heisenberg spin interaction with localized magnetic field on the second particle. We have two different wave vectors in both transmitted and reflected waves via this localized magnetic field. So, according to our results we have an amount of entanglement between the spin of localized spin with the momentum of the incident particle for some small amounts of magnetic field. In the following, we consider the incident particle as a Gaussian wave packet and show that we can related this entanglement to the location of the particle and it could be used as an indicator of the location of the particle in the low wave width regime.

Keywords: Scattering, Entanglement, Gaussian wave packet.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

درهم‌تنیدگی یکی از ویژگی‌های خاص نظریه مکانیک کوانتومی است که نقش اساسی و کلیدی در نظریه اطلاعات کوانتومی و محاسبات کوانتومی ایفاء می‌کند [۱]. ایجاد درهم‌تنیدگی بین دو سامانه کوانتومی به منظور به‌دست آوردن حالت‌های درهم‌تنیده در پروتکل‌های ارتباطات کوانتومی، فرابرد کوانتومی و محاسبات کوانتومی ضروری است [۲]. برای این منظور نیاز به ایجاد یک برهم‌کنش بین سامانه‌های کوانتومی داریم و بنابراین از میان راه‌های مختلف ایجاد این برهم‌کنش می‌توان به فرایندهای پراکندگی بین دو یا چند کیوبیت توجه نمود [۳و ۴]. فرایندهای پراکندگی در مقیاس کوانتومی یکی از راه‌های ساده و مورد توجه بین کیوبیت‌های حامل اطلاعات کوانتومی است. در ابتدای کانال کوانتومی و برای یک فرایند پراکندگی، وقتی ذرات در فاصله بسیار دور از یکدیگر هستند، حالت کل سامانه یک حالت خالص ضربی غیرهمبسته است. در نتیجه برخورد بین ذره فرودی با ذره یا ذرات هدف، اطلاعات کوانتومی بین آن‌ها تبادل می‌گردد و در نتیجه این فرایند امکان ایجاد حالت‌های همبسته وجود دارد [۵-۷]. در این مقاله به بررسی و ایجاد درهم‌تنیدگی در یک فرایند پراکندگی بین یک ذره فرودی و یک ذره هدف می‌پردازیم. برهم‌کنش اسپینی بین دو ذره از نوع هایزنبرگ است و یک میدان مغناطیسی موضعی با اسپین ذره هدف برهم‌کنش می‌کند. در این مقاله نشان داده‌ایم که اگر حالت ورودی، ویژه‌حالت تکانه باشد، آنگاه بین تکانه ذره فرودی و اسپین ذره هدف درهم‌تنیدگی به‌وجود می‌آید که حضور میدان مغناطیسی منجر به جدایش تکانه ذره فرودی به دو مقدار مختلف و درعین‌حال باعث کاهش درهم‌تنیدگی می‌شود. درادامه نشان داده‌ایم که با استفاده از یک بسته موج گاوسی به‌عنوان ذره فرودی، می‌توان بین مکان ذره فرودی و اسپین ذره هدف درهم‌تنیدگی به‌وجود آورد. هرچه بسته موج جایگزیده‌تر باشد، عدم قطعیت در تکانه آن بیشتر می‌شود و بنابراین برای اینکه درهم‌تنیدگی مکان بیشتری داشته باشیم، نیاز به افزایش فاصله بین تکانه‌های موج فرودی پس از پراکندگی بیشتر شود که به مفهوم افزایش میدان مغناطیسی است. باتوجه به‌اینکه افزایش میدان مغناطیسی خود منجر به کاهش درهم‌تنیدگی می‌شود، در محاسبات نشان داده‌ایم که به ازای یک میدان مغناطیسی بیشینه $B_{\max}$ نتیجه مطلوب حاصل می‌شود. از این درهم‌تنیدگی می‌توان برای تعیین مکان ذره در اندازه‌گیری غیرمخرب استفاده نمود.

۲- مدل

سامانه‌ای متشکل از یک کیوبیت جایگزیده به همراه یک میدان مغناطیسی در محل آن و یک کیوبیت فرودی با برهم‌کنش اسپینی هایزنبرگ بین آنها در نظر می‌گیریم. هامیلتونی این سامانه عبارت است از

$$H=\frac{P_1^2}{2m}+V_0\vec{S_1}.\vec{S_2}\delta(x)+BS_2^z, \qquad (۱)$$

که در آن P تکانه ذره فرودی، V_0 قدرت برهم‌کنش اسپینی هایزنبرگ، S_i (i=1,2) عملگر اسپینی ذره فرودی و هدف و B معیاری از اندازه میدان مغناطیسی در مکان ذره هدف که مختصرنویسی $B\equiv\mu_B B$ است که در آن μ_B مگنتون بوهر است. با درنظر گرفتن اینکه در این مسائل پراکندگی انرژی پایسته ولی بردار موج پایسته نیست، ویژه حالت‌های هامیلتونی سامانه بدون در نظر گرفتن جمله برهم‌کنش اسپینی عبارتند از

$$|k,\uparrow\uparrow\rangle,\ |k,\uparrow\downarrow\rangle,\ |k',\downarrow\uparrow\rangle,\ |k',\downarrow\downarrow\rangle, \qquad (۲)$$

که در آن بخش مربوط به بردار موج آن، موج تخت $|k\rangle=e^{ikx}$ با $k=\sqrt{2(E-B)}$ و $k'=\sqrt{2(E+B)}$ با انرژی موج E و $|\uparrow\downarrow\rangle$ نمایانگر جهت اسپین ذرات هستند. حالت‌های $|E,k,\uparrow\uparrow\rangle$ و $|E,k',\downarrow\downarrow\rangle$ ویژه حالت‌های هم‌زمان S_2^z و $\vec{S_1}.\vec{S_2}$ هستند ولی دو حالت دیگر ویژه حالت $\vec{S_1}.\vec{S_2}$ نیستند. بنابراین ترکیب خطی زیر را به‌عنوان حالت اولیه در نظر می‌گیریم (با حذف علامت یکسان E).

$$|\psi\rangle_{in}=\frac{1}{\sqrt{|\alpha|^2+|\beta|^2}}(\alpha|k,\uparrow\downarrow\rangle+\beta|k',\downarrow\uparrow\rangle). \qquad (۳)$$

با توجه به وجود پتانسیل در $x=0$ و قواعد پراکندگی،

$$|\psi(x)\rangle=\begin{cases}|\psi\rangle_{in}+R\ |\psi\rangle_{in} & x<0\\ T\ |\psi\rangle_{in} & x\geq 0\end{cases} \qquad (۴)$$

که در آن R و T به ترتیب ضرایب بازتاب و عبور هستند.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

از پیوستگی تابع موج در ($x=0$) و با توجه به وابستگی نمایی تابع موج به x (موج تخت)، رابطه $T-R=1$ برای ضرایب بازتاب R و عبور T به‌دست می‌آید. استفاده از این رابطه و شرط پیوستگی شیب تابع موج، منجر به نتایج زیر می‌شود.

$$\frac{\beta_1}{\alpha_1}=\frac{(-k+k'+\sqrt{k^2+14kk'+k'^2})}{4k'}. \qquad (۵)$$

$$\frac{\beta_2}{\alpha_2}=-\frac{(k-k'+\sqrt{k^2+14kk'+k'^2})}{4k'}. \qquad (۶)$$

$$T_1=-\frac{-4kk'+\mathrm{i}(k+k')V_0+\mathrm{i}V_0\sqrt{(k^2+14kk'+k'^2)}}{4kk'-2\mathrm{i}(k+k')V_0+3V_0^2}. \qquad (۷)$$

$$T_2=\frac{4kk'-\mathrm{i}(k+k')V_0+\mathrm{i}V_0\sqrt{(k^2+14kk'+k'^2)}}{4kk'-2\mathrm{i}(k+k')V_0+3V_0^2}.$$

$$R_{1(2)}=1+T_{1(2)}. \qquad (۸)$$

(۹)

در فاصله‌های دور از مبدا در سمت‌های چپ و راست محور، حالت به‌دست آمده تنها شامل بخش بازتاب یافته یا عبوری است. وجود میدان مغناطیسی منجر به پراکندگی به بردار موج‌های متفاوت می‌شود. با توجه به حالت‌های اسپینی و تکانه ذره فرودی ($|k,\uparrow\rangle,|k',\downarrow\rangle$) درهم‌تنیدگی بین اسپین ذره هدف و فرودی به مثابه درهم‌تنیدگی بین اسپین ذره هدف و تکانه ذره فرودی است. با در نظر گرفتن حالت فرودی به‌صورت $|k,\uparrow\downarrow\rangle$ حالت بازتاب یافته به‌صورت زیر است.

$$|\psi\rangle_R=C_{R1}|k,\uparrow\downarrow\rangle+C_{R2}|k',\downarrow\uparrow\rangle, \qquad (۱۰)$$

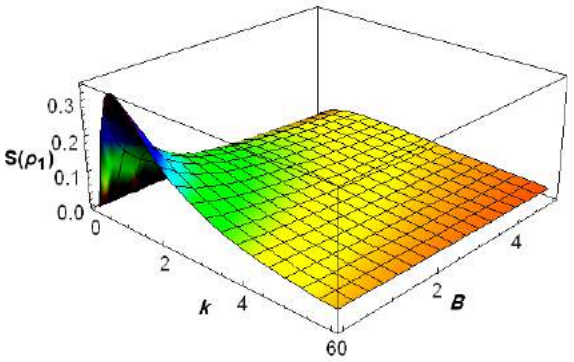
که در آن $C_{R1}=\frac{R_2\beta_1/\alpha_1-R_1\beta_2/\alpha_2}{\beta_1/\alpha_1-\beta_2/\alpha_2}$ و $C_{R2}=\frac{\beta_1}{\alpha_1}\frac{\beta_2}{\alpha_2}\frac{R_2-R_1}{\beta1/\alpha1-\beta2/\alpha2}$ است. با استفاده از شرط پایستگی انرژی $k'=\sqrt{k^2+4B}$ است. در شکل ۱ درهم‌تنیدگی بین اسپین (تکانه) فرودی و اسپین هدف برای حالت بازتابی برحسب بردار موج فرودی و اندازه میدان مغناطیسی، رسم شده است. این درهم‌تنیدگی برحسب آنتروپی فون‌نویمن و با استفاده از ماتریس چگالی کاهش یافته ذره فرودی عبارت است از

$$S(\rho_1)=-(16k^2Ln[\frac{16k^2}{A_1}]+A_2Ln[\frac{A_2}{A_1}])/A_3, \qquad (۱۱)$$

که در آن

$$A_1=9+36k^2+16(B+16Bk^2+4k(k^3+\sqrt{4B+k^2})),$$
$$A_2=9+20k^2+16(B+16Bk^2+4k(k^3+\sqrt{4B+k^2})),$$
$$A_3=9+16B+4(9+64B)k^2+64k^4+64k\sqrt{4B+k^2}.$$

(۱۱)



شکل ۱: درهم‌تنیدگی بین اسپین (تکانه) فرودی و اسپین هدف برای حالت بازتابی برحسب بردار موج فرودی و اندازه میدان مغناطیسی به‌ازای $V_0=1$.

با توجه به نتایج به‌دست آمده، بیشینه درهم‌تنیدگی به ازای یک بردار موج خاص $k\approx1$، به‌دست می‌آید و درعین‌حال با افزایش میدان مغناطیسی کاهش می‌یابد. اگرچه نقش میدان مغناطیسی در ایجاد درهم‌تنیدگی مخرب است ولی وجود آن منجر به ایجاد حالت‌های با تکانه مختلف می‌شود که از این خاصیت در بخش بعد برای ایجاد درهم‌تنیدگی اسپین و مکان استفاده می‌نماییم.

۳- درهم‌تنیدگی بین اسپین و مکان

در این بخش به امکان ایجاد درهم‌تنیدگی بین اسپین و مکان ذره می‌پردازیم. بدین منظور به‌جای موج تخت برای ذره فرودی از یک بسته موج گاوسی استفاده می‌نماییم.

$$|\psi\rangle_{in}=\psi(x)|\uparrow\downarrow\rangle, \qquad (۱۳)$$

که در آن

$$\psi(x)=\frac{1}{(2\pi)^{1/4}\sqrt{\sigma}}e^{-\frac{(x-x_0)^2}{4\sigma^2}}e^{ik_0x}. \qquad (۱۴)$$

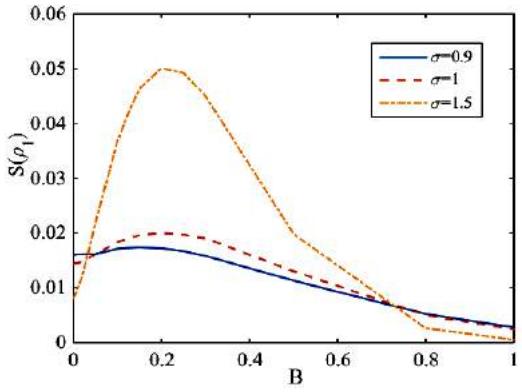
و معادل آن در فضای تکانه

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

$\varphi(k)=(\frac{2}{\pi})^{1/4}\sqrt{\sigma}e^{-\sigma^2(k-k_0)^2}e^{ik_0x}$ است. به‌ازای σ کوچکتر، موج در فضای مکان جایگزیده‌تر و در فضای تکانه پهن‌تر است و به ازای $\sigma\to\infty$ به حالت مساله بخش قبل تبدیل می‌شود. بنابراین تابع موج بازتابیده شده عبارت است از

$$|\psi\rangle_R = C_{R1}(-k)\phi(-k)|\uparrow\downarrow\rangle + C_{R2}(-k')\phi(-k')|\downarrow\uparrow\rangle, \quad (۱۵)$$

که در آن ضرایب $C_{R1(2)}$ از روابط به‌دست آمده در بخش قبل به‌دست آمده‌اند. برای محاسبه عناصر ماتریس چگالی موج بازتابی برروی بردار موج k از صفر تا بی‌نهایت انتگرال‌گیری می‌شود. درهم‌تنیدگی بین حالت‌های اسپینی بسته موج فرودی و ذره هدف به مانند آنچه در بخش قبل مطرح شد، به مثابه درهم‌تنیدگی بین تکانه ذره فرودی با اسپین ذره هدف است. با توجه به ارتباط بین تکانه و مکان بسته موج، این درهم‌تنیدگی را می‌توان به مکان ذره نیز نسبت داد. درهم‌تنیدگی موج بازتابی را با استفاده از آنتروپی فون‌نویمن به ازای $V_0=1,\ k_0=1$ برحسب σ و به‌ازای مقادیر مختلف از B محاسبه نموده‌ایم. به علت پیچیدگی از بیان رابطه حاصل شده اجتناب نموده و منحنی تغییرات آن در شکل ۲ رسم شده است.



شکل ۲: درهم‌تنیدگی بین اسپین (تکانه) بسته موج فرودی و اسپین هدف برای حالت بازتابی برحسب اندازه میدان مغناطیسی B و به‌ازای مقادیر مختلف پهن شدگی σ موج فرودی و $V_0=1,\ k_0=1$.

همان‌گونه که در شکل دیده می‌شود، با افزایش مقادیر σ مقدار آنتروپی تا یک $B_{\max}\approx 0.2$ افزایش می‌یابد و بعد از آن درهم‌تنیدگی کاهش می‌یابد. دلیل این رفتار وجود یک عدم قطعیت در k به ازای یک σ مشخص است که برای آن حالت‌های بازتابیده از یکدیگر قابل تفکیک باشند. افزایش میدان مغناطیسی منجر به تفکیک بیشتر حالت‌ها در فضای تکانه می‌شود ولی درعین‌حال باعث کاهش درهم‌تنیدگی نیز می‌شود. افزایش مقدار σ نیز منجر به جایگزیدگی بیشتر موج در فضای تکانه می‌شود و می‌تواند به افزایش درهم‌تنیدگی کمک کند. هدف ما از اعمال میدان مغناطیسی، جدایش بین دو موج بازتاب یافته است و در عین‌حال جایگزیده‌تر شدن موج‌ها در فضای مکان است. با توجه به نتایج به‌دست آمده، بین افزایش میدان مغناطیسی و کاهش مقدار پهن‌شدگی موج در مکان ذره، یک حد بهینه وجود دارد.

۴- نتیجه‌گیری

در این مقاله به بررسی برهم‌کنش یک ذره یا موج فرودی بر روی یک ذره هدف جایگزیده با برهم‌کنش اسپینی هایزنبرگ و در حضور میدان مغناطیسی موضعی پرداخته‌ایم. حضور میدان مغناطیسی منجر به تفکیک تکانه امواج بازتابی و یا عبوری می‌شود، به‌گونه‌ایکه هر کدام از اموج بازتابی یا عبوری، ترکیب دو موج با دو تکانه k و k' می‌شود. بنابراین امکان ایجاد درهم‌تنیدگی بین اسپین ذره هدف و تکانه موج فرودی به‌وجود می‌آید. درعین‌حال با درنظر گرفتن بسته موج برای ذره فرودی درهم‌تنیدگی ذکر شده را می‌توان به مکان جایگزیده موج بازتابی نیز مربوط دانست و به تعبیری درهم‌تنیدگی را بین اسپین و مکان درنظر گرفت. از این موضوع می‌توان در اندازه‌گیری‌های غیر مخرب برای مکان ذره بازتابی استفاده نمود.

مراجع

[1] M. A. Nielsen and I. L. Chuang;" Quantum Computation and Quantum Information"; Cambridge University Press, Cambridge (2000).

[2] D. Bouwmeester, A. Ekert, A. Zeilinger, "The Physics of Quantum Information: Quantum Cryptography, Quantum Teleportation, Quantum Computation", Springer, Oxford, 2000.

[3] Y. Hida, H. Nakazato, K. Yuasa, Y. Omar, "Entanglement generation by qubit scattering in three dimensions", Phys. Rev. A **80**, 012310 (2009).

[4] K. Mishima, M. Hayashi, S.H. Lin, "Entanglement in scattering processes", Phys. Lett. A **333**, 371 (2004).

[5] G. Cordourier-Maruri, F. Ciccarello, Y. Omar, M. Zarcone, R. de Coss, S. Bose, "Implementing quantum gates through scattering between a static and a flying qubit ", Phys. Rev. A **82**, 052313 (2010).

[6] R. Weder, "Entanglement creation in low-energy scattering", Phys. Rev. A **84**, 062320 (2011).

[7] D. Home, A.S. Majumdar, A. Matzkin," Effects of a transient barrier on wavepacket traversal " J. Phys. A **45**, 295301 (2012).

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

تاثیر دما بر مورفولوژی، خواص ساختاری و اپتیکی لایه‌های نازک نانو ساختار اکسید روی (ZnO) تهیه شده به روش اکسایش حرارتی

فاطمه بتوندی، حسین عشقی

دانشکده فیزیک دانشگاه صنعتی شاهرود، شاهرود

چکیده– لایه‌های نازک نانو ساختار اکسید روی با اکسایش حرارتی لایه‌های نازک فلز *Zn* (تهیه شده به روش *PVD*) در دماهای مختلف ۵۵۰، ۶۰۰، ۶۵۰$^{\circ}C$ به مدت ۱ ساعت در هوا تهیه شدند. نمونه‌ها با استفاده از تصاویر *SEM*، طیف های *XRD* و *UV-vis* تحت بررسی قرار گرفتند. تصاویر *SEM* نشان می دهد که با افزایش دمای اکسایش طول نانوسیم‌های *ZnO* رو به افزایش گذارده اند. همچنین نتایج *XRD* حاکی از آن است که لایه‌ها همگی دارای ساختار هگزاگونال بوده و با افزایش دمای اکسایش ابعاد بلورک ها رو به افزایش گذارده اند. تحلیل داده‌های جذب نوری نشان داد که با افزایش دمای رشد، گاف نواری نمونه‌ها تحت تاثیر وقوع اثر محدودیت کوانتومی کاهش پیدا کرده اند.

کلید واژه– اکسید روی، اکسایش حرارتی، نانو سیم‌ها، اثر محدودیت کوانتومی.

Influence of temperature on morphology, structural and optical properties of nanostructured zinc oxide (ZnO) thin films prepared by thermal oxidation method

Fatemeh Batvandi, Hosein Eshghi

Department of Physics, Shahrood University of Technology, Shahrood, Iran.

Abstract- Nanostructured zinc oxide thin films were prepared by thermal oxidation of Zn metallic thin films (prepared by PVD method) at various temperatures of 550, 600 and 650 ^{0}C in air in a duration time of 1 h. Samples were characterized by SEM images, XRD and UV-vis. spectra. The SEM images showed that with increasing the synthesis temperature the length of ZnO nanowires are increased. Also XRD results demonstrated that all samples have a hexagonal structure, and the crystallite sizes are increased with oxidation temperature. Analysis of the absorbance data showed that with increasing the growth temperature the band gap of the samples are decreased due to the occurrence of the quantum confined effect.

Keyword: Zinc oxide ,thermal oxidation, nanowires, quantum confinement effect.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۲- ۱- مقدمه

اکسید روی (ZnO) یک نیمرسانای نوع n با گاف مستقیم پهن ۳/۳۷ eV و انرژی پیوندی اکسیتونی بالا (۶۰meV) است. این ماده در بیشتر مقالات گزارش شده از ساختار ششگوشی ورتزایت برخوردار است [۷-۱]. اکسید روی به روش‌های مختلفی سنتز می‌شود که از آن جمله می توان به موارد تبخیر حرارتی، رسوب گذاری بخار شیمیایی، لایه نشانی لیزری پالسی، هیدروترمال و اکسایش حرارتی اشاره کرد. در بین این روش‌ها اکسایش حرارتی به خاطر سادگی، هزینه کم، دمای کمتر و عدم نیاز به کاتالیزور توجه بسیاری از محققین را به خود جلب کرده است [۷].

در این مقاله ما به روش اکسایش گرمایی لایه‌های نازک نانو ساختار اکسید روی را بر روی زیرلایه شیشه تهیه کرده و اثر دمای کوره اکساینده را بر خواص فیزیکی آن‌ها مورد بررسی قرار داده‌ایم.

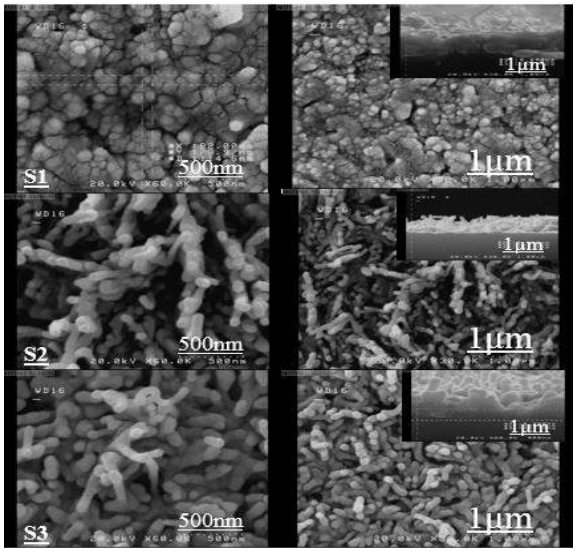
۳- روش انجام آزمایش

به منظور ساخت لایه‌های نازک اکسید روی پس از شستشوی زیرلایه های شیشه با مواد شوینده و سپس اتانول و آب مقطر، سپس با استفاده از پودر Zn به روش رسوب گذاری تبخیر حرارتی (PVD) در خلاء با فشار 10^{-5} torr لایه ای از فلز Zn بر روی زیرلایه به فاصله ۲۰cm تا بوته‌ی مولیبدن لایه نشانی شدند. سپس لایه های فلزی در یک کوره تیوپی در دماهای ۵۵۰، ۶۰۰ و ۶۵۰°C (به ترتیب نمونه های S1 ، S2 و S3) در آتمسفر هوا به مدت ۱ ساعت اکسید شدند.

تحلیل ساختاری نمونه‌ها به وسیله دستگاه پرتوایکس (XRD; Broker AXS) با گسیل خط طیفی (Å ۱,۵۴۰۶) مورفولوژی سطح نمونه‌ها توسط میکروسکوپ الکترونی روبشی (SEM Hitachi S.4160) انجام پذیرفت. همچنین خواص لایه‌ها با بررسی طیف عبوری و جذبی و با استفاده از دستگاه طیف سنج نوری (Shimadzu UV-vis. 1800) در بازه ۱۱۰۰- nm ۳۰۰ اندازه‌گیری شد.

۳- نتایج و بحث

۳-۱-مورفولوژی سطح



شکل ۱: تصاویر SEM مربوط به نانو سیم های ZnO سنتز شده در دماهای ۵۵۰، ۶۰۰، و ۶۵۰°C در هوا به مدت ۱ ساعت. تصاویر ضمیمه مقطع عرضی لایه ها را نشان می دهد.

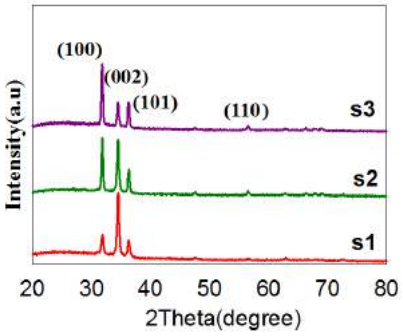
شکل ۱ تصاویر مربوط به میکروسکوپ الکترونی روبشی (SEM) را در دو مقیاس ۵۰۰nm و ۱m μ به انضمام تصاویر مقطعی لایه‌ها نشان می‌دهد. این تصاویر حاکی از آن است که سطح نمونه S1 متشکل از دانه هایی به ابعاد حدود ۵۰ nm بوده و با افزایش دمای اکسایش بمرور سطح نمونه ها از سیم هایی با قطر میانگین کوچکتر از ۵۰ nm پوشیده شده اند، به طوری که با افزایش دما این نانوسیم ها از تراکم و طول بیشتری برخوردار شده اند. تصاویر مقطع عرضی نمونه ها نشانگر آن است که ضخامت لایه اکسید روی سنتز شده با افزایش دمای اکسایش کاسته شده و از ۷۸۳ nm در نمونه S1، به ۶۹۴ nm در نمونه S2 و سرانجام به ۴۰۷ nm در نمونه S3 رسیده است.

۳-۲ خواص ساختاری

شکل ۲ الگوی پراش پرتو ایکس (XRD) نمونه‌های بس بلوری با ساختار ششگوشی را نشان می دهد. این داده ها نشانگر آن است ساختار بلوری لایه های سنتز شده بستگی زیادی به دمای اکسایش دارند، به طوری که نمونه S1 دارای جهتگیری ترجیحی (۰۰۲) بوده و با افزایش دما (نمونه S2) بمرور جهتگیری (۱۰۰) نیز بدان افزوده

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

شده است، سرانجام در نمونه S3 قله ترجیحی به (۱۰۰) تغییر سمتگیری پیدا کرده است.



شکل ۲: طیف XRD نمونه های ZnO سنتز شده دردماهای ۵۵۰، ۶۰۰ و ۶۵۰°C.

به منظور بررسی بیشتر خواص ساختاری از روابط زیر اندازه بلورک‌ها (D)، چگالی دررفتگی‌ها (δ) و کرنش‌های بلوری (ε) استفاده شده است [۸]:

$$D = 0.9\lambda / \beta \cos\theta \qquad (۱)$$

$$\delta = 1/D^2 \qquad (۲)$$

$$\varepsilon = \lambda / D \sin\theta - \beta / \tan\theta \qquad (۳)$$

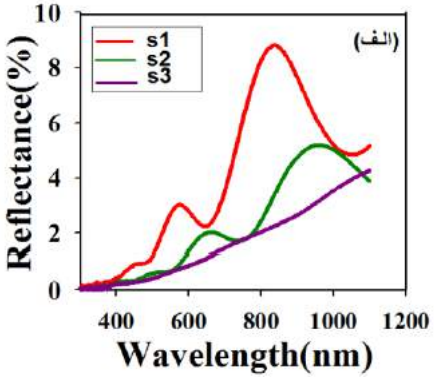
که در آن β پهنا ی کامل در نصف شدت بیشینه، θ زاویه براگ و λ طول موج پرتو ایکس است. نتایج این محاسبات در جدول ۱ ارائه شده است. با توجه به این نتایج می توان دریافت که اندازه بلورک‌ها با افزایش دمای اکسایش افزایش یافته است. لازم به ذکر است که اندازه بلورک ها، تراکم دررفتگی ها و میکرو کرنش های بلوری در نمونه S2 با توجه به شدت های نسبتا یکسان قله های (۱۰۰) و (۰۰۲) از میانگین گیری نتایج مربوط به این دو قله محاسبه شده است.

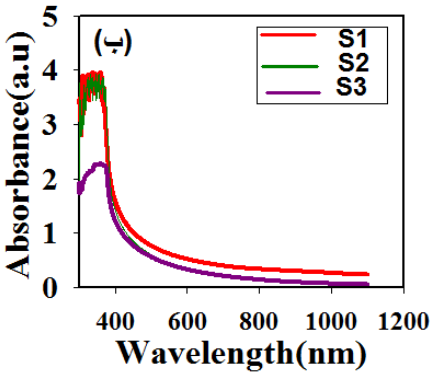
جدول ۱: ابعاد بلورک ها، تراکم دررفتگی ها و میکرو کرنش های بلوری با استفاده از معادلات ۱-۳.

صفحه	نمونه	D(nm)	δ (×10 $^{-3}$ nm^{-2})	ε (×10 $^{-3}$)
(002)	S1	20.7	2.3	2.5
(100) (002)	S2	24.2	1.7	2.2
(100)	S3	25.03	1.5	2.2

۴- ۳ خواص اپتیکی

شکل های ۳ (الف) و (ب) بترتیب طیف های بازتاب و جذب نمونه‌های مورد بررسی را نشان می دهند. همان طور که از طیف بازتابی لایه ها پیداست با افزایش دما بازتاب اپتیکی نمونه‌ها کاهش یافته اند که می‌تواند ناشی از افزایش تخلخل سطحی و تشکیل نانو سیم‌ها در سطح این نمونه‌ها با افزایش دمای اکسایش باشد.





شکل ۳: طیف های (الف) بازتاب، و (ب) جذب نمونه‌های مورد بررسی.

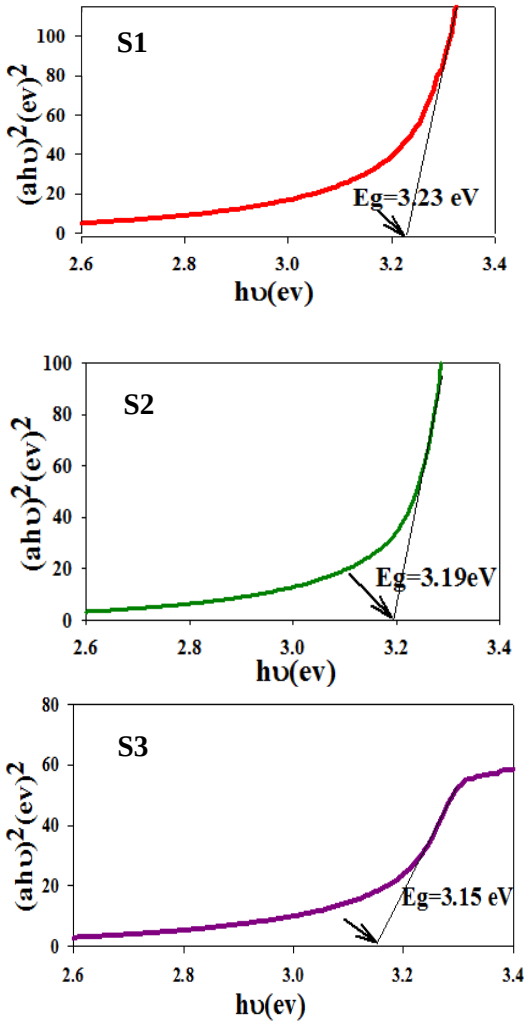
همچنین با توجه به نتایج وابسته به طیف جذب نمونه ها مشاهده می شود که با افزایش دمای رشد بمرور از جذب اپتیکی نمونه ها کاسته شده است. این تغییرات می تواند ناشی از کاهش ضخامت لایه های مورد مطالعه باشد.

بنابر گزارش‌های منتشر شده اکسید روی نیمرسانایی با گاف نواری (E_g) مستقیم است و ضریب جذب (α) تابعی از انرژی فوتون ($h\nu$) فرودی به صورت زیر می باشد:

$$\alpha = \frac{A(h\nu - E_g)^{1/2}}{h\nu} \qquad (۴)$$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

که در آن A کمیتی ثابت است. بدین ترتیب با ترسیم نمودار $(ahv)^2$ بر حسب (hv) و برونیابی داده‌ها در ناحیه انرژی بالا با محور افقی به ازای $\alpha=0$ می توان بزرگی گاف نواری نمونه‌ها را تعیین کرد. شکل ۴ نمودار حاصل از انجام این محاسبات را نشان می‌دهد. بررسی‌ها حاکی از آن است که با افزایش دمای اکسایش گاف نواری نمونه‌ها از ۳/۲۳ به ۳/۱۹ و سرانجام به ۳/۱۵ eV کاهش پیدا کرده اند. این روند کاهشی گاف نواری با توجه به روند افزایشی ابعاد بلورک ها که در جدول ۱ آمده است می تواند حاکی از وقوع اثر محدودیت کوانتومی در این نمونه ها باشد.



شکل۴: تحلیل داده‌های طیف جذب نمونه‌ها به منظور تعیین گاف نواری نمونه ها.

نتیجه گیری

نانو سیم‌های اکسید روی بر روی زیرلایه شیشه‌ای به وسیله اکسایش حرارتی در هوا در دماهای ۵۵۰°C، ۶۰۰°C، ۶۵۰°C سنتز شدند. تصاویر SEM نشان داد که با افزایش دمای اکسایش سطح نمونه بمرور از دانه هایی به ابعاد ۵۰ nm به سیم هایی با قطر هایی نزدیک به این مقدار تحویل یافته و با افزایش دما بر تراکم و ارتفاع آنها افزوده شده است. تحلیل XRD نمونه ها نشان داد که لایه های سنتز شده ZnO به صورت بسبلوری با ساختار هگزاگونال رشد پیدا کرده اند، به طوری که با افزایش دما ضمن افزایش ابعاد بلورکها، جهتگیری بلوری ترجیحی لایه ها از (۰۰۲) به (۱۰۰) گذار یافته است. سرانجام بررسی خواص اپتیکی نمونه‌ها نشان داد که با افزایش دمای اکسایش تحت تاثیر وقوع اثر محدودیت کوانتومی گاف نواری نمونه‌ها رو به کاهش گذارده اند.

مراجع

[1] Alsultany Forat H, Z. Hassan, M. Ahmed Naser “Large-scale uniform ZnO tetrapods on catalyst free glass substrate by thermal evaporation method”, Materials Research bulletin, 79, 63-68, 2016.
[2] Kim Ji-Hong, Yer In- Hyung, “Characterization of ZnO nanowires grown on Ga-doped ZnO transparent conductive thin films, “Effect of deposition temperature of Ga-doped ZnO thin films”, Ceramics International 42, 3304-3308, 2016.
[3] Xu. Qiang, Hong. Rongdun, Chen. Xiaping, Wei. Jiaju, Wu. Zhengyun, “synthesis of ZnO nanoporous structure materials by two-step thermal oxidation of Zn film”, Ceramcis International, 1, 279, 2016.
[4] Tian Kun, Tudu Bharati, Tiwari Ashutosh, “Growth and characterization of zinc oxide thin films on flexible substrates at low temperature using pulsed laser deposition” 146, 483-491, 2017.
[5] A. A. Abuelsamen, Mahmud Shahrom, Seen Azman, Kaus Noor Haida Mohd, O. F. Farhat, “Effect of precursor concentrations on the optical and morphological properties of ZnO nanorodos on glass substrate for UV photodetector ”, 111, 536-545, 2017.
[6] O. F. Farhat, M. M. Halim, M. J. Abdullah, M. K. M. Ali, M. Ahmed Naser, M. Bououdina, “fabrication and characterization of ZnO nanowires by wet oxidation of Zn thin films deposited on Teflon substrate”, 86, 236-242, 2015
[7] M. R. Khanlary, V. Vahedi, A. Reyhani, “Synthesis and characterization of ZnO nanowires by thermal oxidation of Zn thin films at various temperatures”, Molecules 17, 5021, 2012.
[8] P.P. Sahay, P.K. Nath; "Al-doped ZnO thin films as methanol sensors" Sensors and Actuators B 124, 654-659 2008.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

تاثیر بازپخت بر موفولوژی، خواص ساختاری، الکتریکی و اپتیکی لایه های نازک

نیلوفر فکری، حسین عشقی

دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شاهرود، شاهرود

نانوساختار CdS تهیه شده به روش رسوب گذاری حمام شیمیایی (CBD)

چکیده – در این تحقیق لایه نازک سولفید کادمیم بر روی زیرلایه شیشه به روش حمام شیمیایی سنتز و سپس در دمای $400^{o}C$ به مدت یک ساعت بازپخت شد. تصاویر *FESEM* نشانگر تاثیر بازپخت بر مورفولوژی سطح و افزایش اندازه ریز دانه ها از ۴۵ به *nm* ۵۵ بوده است. مشخصه یابی ساختاری حاصل از طیف نگاری *XRD* نشانگر ساختار آمورف در نمونه ی تازه رشد یافته و ساختار هگزاگونال پس از بازپخت است. همچنین بررسی خواص الکتریکی به همراه خواص اپتیکی نشان داد که گاف نواری اپتیکی لایه بخاطر تشکیل دنباله ی نواری وابسته به تهی جاهای گوگرد، از ۲/۳۰ به *eV* ۲/۱۰ کاهش یافته است.

کلید واژه- سولفید کادمیم، رسوب گذاری حمام شیمیایی، بازپخت، دنباله نواری

Influence of annealing on morphology, structural, electrical and optical properties of nanostructured CdS thin films prepared by chemical bath deposition (CBD) technique

Niloofar Fekri, Hosein Eshghi

Department of Physics, Shahrood University of Technology, Shahrood, Iran.

Abstract- In this study, cadmium sulphide (CdS) thin layer was deposited on glass substrate by chemical bath deposition technique, and then annealed at 400 ºC for 1 h. The FESEM images indicated the effect of annealing on surface morphology and increment of nano-grain sizes from 45 to 55 nm. The structural characterization using XRD spectra showed an amorphous structure in the as-grown sample and hexagonal structure after annealing. Also studying the electrical properties together with the optical properties revealed that the band gap of the layer has decreased from 2.30 to 2.10 eV as a result of band tail formation due to sulfur vacancies.

Keywords: Cadmium sulphide, chemical bath deposition, annealing, band tail.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

مقدمه

سولفید کادمیم (CdS) یکی از مهمترین نیمرساناهای گروه II-VI با پهنای گاف نواری مستقیم در حدود ۲ eV در دمای اتاق است. CdS به دلیل پهنای گاف نواری متوسط، پایداری شیمیایی، قیمت پایین و همچنین به دلیل دارا بودن ویژگی های نوری و الکترونوری، کاربرد زیادی در طراحی، تهیه و ساخت ادوات اپتیکی و الکترواپتیکی دارد [۱]. از مهمترین این ادوات می توان به سلول های خورشیدی [۲]، حسگرهای گازی [۳]، ترانزیستورهای نیمرسانا و غیره اشاره کرد. روش های مختلفی برای تهیه لایه های نازک CdS وجود دارد که از مهمترین آنها می‌توان به سل-ژل، لایه نشانی حمام شیمیایی (CBD)، تبخیر گرمایی، اسپری پایرولیز، کندوپاش با فرکانس Rf [۴] اشاره نمود. در بین این روش ها، روش لایه نشانی حمام شیمیایی به دلیل مزیت های گوناگون از جمله: سادگی فرایند ساخت، عدم نیاز به تجهیزات و شرایط خاص مانند خلاء، سهولت در کنترل پارامترهای موثر بر فرایند ساخت و پایین بودن دمای لایه نشانی که موجب کاهش انرژی مصرفی و آسیب نرسیدن به زیرلایه می‌شود، توجه محققین را به خود جلب کرده است [۱، ۲ و ۵].

ما در این تحقیق لایه نازک سولفید کادمیم را به روش حمام شیمیایی بر روی زیرلایه شیشه تهیه و بازپخت نموده و خواص فیزیکی آنها را باهم مقایسه کرده ایم.

جزئیات کارهای آزمایشگاهی

لایه های نازک CdS بر روی زیرلایه شیشه به روش حمام شیمیایی لایه نشانی شدند. قبل از لایه نشانی ابتدا زیرلایه ها با آب و صابون شستشو داده شده و در بشر حاوی اتانول، استون و آب مقطر در دستگاه آلتراسونیک قرار گرفتند. محلول آبی شامل ۲۵ ml استات کادمیم mM ۲/۴ با استفاده از پودر ($Cd(CH_3COO)_2{\cdot}2H_2O$)، ۲۵ ml تیوره ۶ mM ($H_2NCSNH_2$)، و ۲۵ml آمونیوم ($NH_4OH$) برای تهیه لایه های نازک سولفید کادمیم استفاده شده است. زیرلایه های شیشه در دمای ۶۰°C و pH=۱۱ و به مدت ۲/۵ ساعت در محلول فوق به طور عمودی غوطه ور بوده اند. انتظار می رود فرآیند تشکیل لایه نازک طی واکنش های زیر صورت گیرد [۷]:

$$Cd(NH_3)_4^{+2} \rightarrow Cd^{+2} + 4NH_3 \quad (۱)$$
$$SC(NH_2)_2 + 2OH^- \rightarrow S^{-2} + CH_2N_2 + 2H_2O \quad (۲)$$
$$Cd^{+2} + S^{-2} \rightarrow CdS \quad (۳)$$

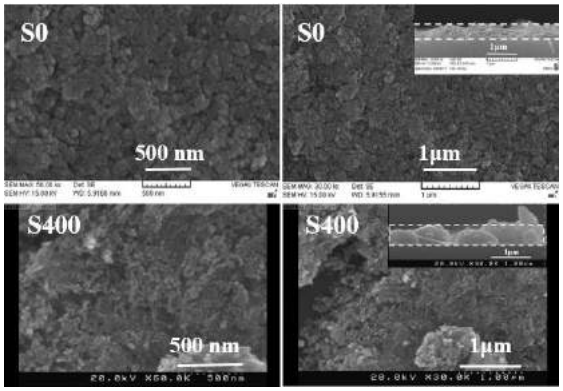
در این تحقیق به بررسی تاثیر بازپخت نمونه ی اولیه (S_0) در دمای ۴۰۰ °C به مدت یک ساعت در محیط هوا (نمونه‌ی S_{400}) پرداخته ایم.

برای شناخت مورفولوژی سطح نمونه ها از دستگاه FESEM مدل S.4160 استفاده شده است. به منظور مشخصه یابی نمونه ها از پراش پرتو X توسط دستگاه D&Advance – Bruker وابسته به خط طیفی $Cu_{K\alpha}$ با طول موج ۰/۱۵۴۰۶ nm و زاویه θ۲ در گستره ۷۰-۱۰ درجه و برای سنجش طیف های عبور و جذب نوری نمونه ها در گستره طول موجی ۳۰۰-۱۱۰۰ nm از دستگاه اسپکتروفوتومتر UV.Vis.,Shimadzo – 1800 استفاده کرده ایم.

نتایج و بحث

الف) مورفولوژی سطح

شکل ۱ تصاویر FESEM لایه های مورد بررسی را نشان می دهد.



شکل ۱: تصاویر FESEM نمونه های مورد بررسی از بالا در دو مقیاس ۱µm و ۵۰۰ nm. تصاویر ضمیمه، مقطع عرضی نمونه ها را نشان می دهند.

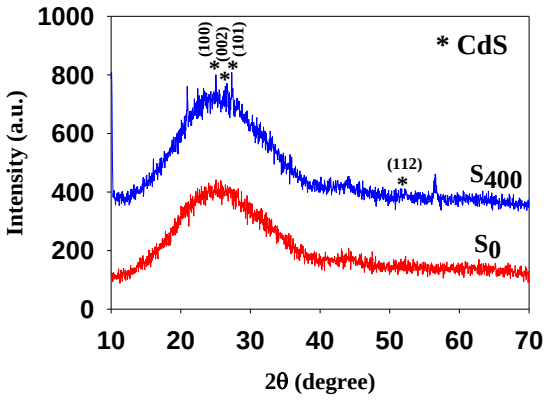
این تصاویر نشانگر آن است که سطح لایه ها از دانه هایی متشکل از ریز-دانه هایی کوچکتر می باشد به طوری که ابعاد دانه ها در نمونه های S_0 و S_{400} به ترتیب در حدود ۴۵ و ۵۵ nm است. این افزایش اندازه دانه ها بر اثر بازپخت با گزارش دیگر محققین مطابقت دارد [۸ و ۹]. همچنین تصاویر مقطع عرضی حاکی از آن است که

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

بازپخت تاثیر چندانی بر ضخامت لایه ها نداشته و مقدار آن در حدود ۵۰۰ nm می باشد.

ب) خواص ساختاری

برای بررسی ویژگی های ساختاری نمونه ها از الگوهای پراش پرتو X استفاده شده است. شکل ۲ طیف XRD نمونه های رشد یافته را نشان می دهد.



شکل ۲: طیف XRD نمونه های تحت بررسی.

نتایج بدست آمده از این الگوها نشانگر آن است نمونه تازه رشد یافته (S_0) دارای ساختار آمورف است، که مشابه با گزارش [۶] که به همین روش در دمای پایین رشد داده شده اند می باشد. اما پس از بازپخت (S_{400}) داده های الگوی پراش نشان دهنده شکل گیری ساختار بس بلوری در فاز هگزاگونال است که شامل قله هایی متعلق به فاز CdS می‌باشد. صفحات (۱۰۰)، (۰۰۲)، (۱۰۱) و (۱۱۲) به ترتیب مربوط به موقعیت زاویه ای ۲۴/۸۳۰°، ۲۶/۴۵۰°، ۲۸/۲۱۸° و ۵۱/۸۷۹° می‌باشد که با گزارش [۹] مطابقت دارد.

برای بررسی دقیق تر خواص ساختاری به محاسبه اندازه بلورک(D)، چگالی در رفتگی(δ) و کرنش بلوری (ε) در نمونه S_{400} با توجه به روابط زیر پرداخته ایم[۷]:

$$D = 0.9\lambda / \beta \cos\theta \qquad (۴)$$

$$\delta = 1/D^2 \qquad (۵)$$

$$\varepsilon = \frac{\beta}{4\tan\theta} \qquad (۶)$$

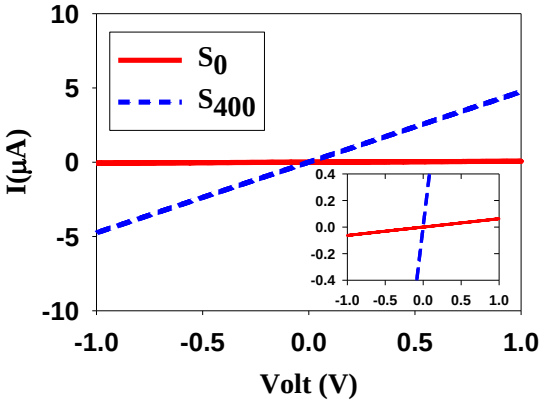
که در آن λ طول موج پرتو X، θ زاویه براگ، β تمام پهنا در نیمه شدت بیشینه می باشد.

جدول ۱: مشخصات ساختاری محاسبه شده نمونه S_{400}، وابسته به قله (۱۰۰).

نمونه	D (nm)	δ(×10^{-3} nm^{-2})	ε(10^{-3})
S_{400}	۵۴/۹۱	۰/۳۳۱	۳۶/۱۴

ج) خواص الکتریکی

شکل ۳ نمودار تغییرات جریان-ولتاژ نمونه های رشد داده شده را نشان می دهد. این نتایج گویای آن است که مقاومت الکتریکی سطحی نمونه S_0 از بیشترین مقدار (۱۶ MΩ/sq.) و نمونه S_{400} از کمترین مقدار (MΩ/sq. ۰/۲) برخوردار است. این تغییرات می تواند گویای تفاوت در تراکم حامل های بار آزاد در نمونه ها ناشی از تراکم ترازهای ناکاملی های شبه بخشنده ذاتی (عمدتا تهی جاهای گوگرد) در لایه سنتز شده در نزدیکی لبه نوار رسانش در این لایه ها باشد [۱۰].



شکل ۳: مشخصه جریان-ولتاژ در نمونه سنتز شده، قبل و بعد از بازپخت. تصویر ضمیمه داده های بدست آمده را در بازه ی جریان ۰/۴ تا ۴/۰A- μ را نشان می دهد.

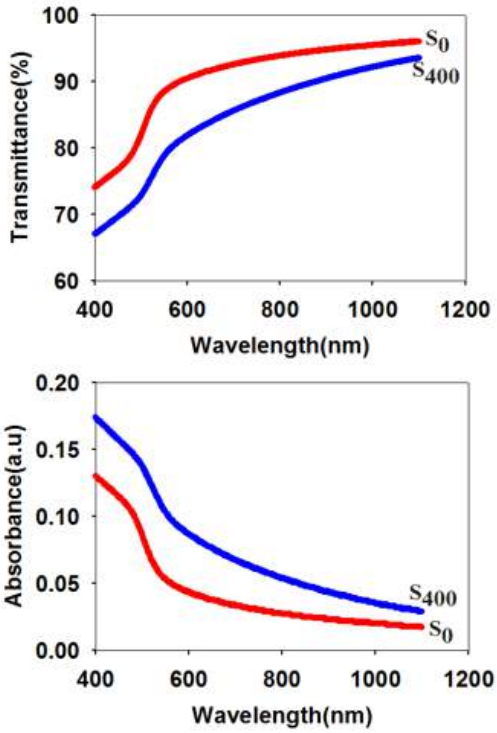
د) خواص اپتیکی

شکل ۴ طیف عبور و جذب اپتیکی لایه های مورد بررسی را نشان می دهد. نمونه S_0، با کمترین ضخامت (nm ۴۹۰)، از بیشترین عبور نوری و همچنین کمترین جذب اپتیکی برخوردار می باشد. این تغییرات می تواند متاثر از تغییرات ضریب شکست ماده بر اثر افزایش میزان رسانندگی الکتریکی لایه پس از بازپخت و همچنین جذب حامل های آزاد ایجاد شده باشد.

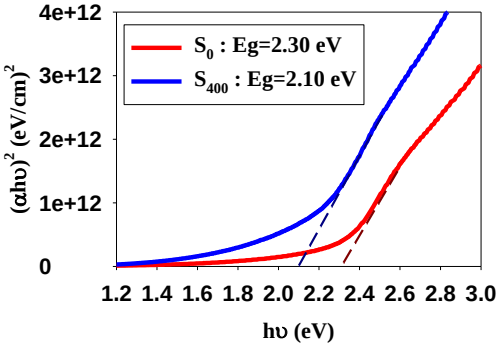
با استفاده از داده های طیف جذب (a) می توان ضریب جذب (α) نمونه را به کمک رابطه: ($\alpha = 2.304\ a/l$) که در آن l ضخامت لایه است بدست آورد. آنگاه برای تعیین بزرگی گاف نواری مستقیم (E_g) بر اساس رابطه تاک: $(\alpha h\nu)^2 = A(h\nu - E_g)$ و با رسم منحنی $(\alpha h\nu)^2$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

بر حسب $h\nu$ و تعیین محل برونیابی داده ها در ناحیه انرژی های بالا با محور افقی به ازای $\alpha = 0$ عمل کرد (شکل ۵). نتایج بدست آمده نشانگر آن است که مقدار گاف نواری نمونه ها بترتیب برابر ۲/۳۰ و ۲/۱۰ eV (با دقت ۰/۰۲ eV) می باشد.



شکل ۴: طیف های عبور و جذب اپتیکی در نمونه های مورد بررسی.



شکل ۵: (الف) تغییرات $(\alpha h\upsilon)^2$ بر حسب انرژی فوتون ها در نمونه های مورد بررسی.

چنانچه پیداست مقدار گاف نواری مستقیم نمونه پس از بازپخت به مقداری در حدود ۰/۲ eV کاهش یافته است. این تغییرات بخوبی بر پایه افزایش پهنای دنباله نواری ترازهای شبه بخشنده وابسته به تهیجاهای گوگرد مستخرج از داده های جریان-ولتاژ نمونه ها مطابقت دارد، به طوری که S_0 با کمترین میزان تهی جاهای گوگرد (نمونه ی با بیشترین مقاومت سطحی) دارای بیشترین گاف نواری و S_{400} با بیشترین تهی جاهای گوگرد (کمترین مقاومت سطحی) دارای کمترین گاف نواری می باشد.

نتیجه گیری

ما در این تحقیق لایه های نانوساختار CdS را بر روی زیرلایه شیشه به روش حمام شیمیایی لایه نشانی و در دمای ۴۰۰ °C به مدت یک ساعت، در محیط هوا بازپخت کردیم. تصاویر FESEM نشانگر شکل گیری نانوذرات به روی سطح نمونه ها بوده که پس از بازپخت اندازه دانه ها افزایش یافته است. طیف های XRD نمونه ها بیانگر ساختار آمورف در نمونه اولیه ی (S_0) و ساختار هگزاگونال در نمونه ی بازپخت شده (S_{400}) است. تغییرات کاهشی گاف نواری مستقیم نمونه ها با توجه به نتایج بدست آمده از داده های جریان-ولتاژ، که نشانگر افزایش پهنای دنباله نواری وابسته به نواقص بلوری ناشی از تهی جاهای گوگرد در لایه است، مطابقت دارد.

مرجع‌ها

[1] K. Sentil, D. Mangalarja, S. K. Narayandass, "Structural and optical properties of CdS thin films", Applied Surface Science, 169, 170, 476-479, 2001.
[2] M.A. Green, K. Emery, “Solar cell efficiency tables”, Prog. Photovolt. Res. Appl. 20, 1, 606–614, 2012.
[3]A. Giberti, D. Casotti, G. Cruciani, B. Fabbri, A. Gaiardo, V. Guidi, C. Malagu, G. Zonta, S. Gherardi, “Electrical conductivity of CdS films for gas sensing: selectivity properties to alcoholic chains”, Sensor Actuat. B – Chem., 207, 504-510, 2015.
[4] G.X. Liang, P. Fan, Z.H. Zheng, J.T. Luo, D.P. Zhang, C.M. Chen, P.J. Cao, “Room-temperature preparation and properties of cadmium sulfide thin films by ion-beam sputtering deposition”, Appl. Surf. Sci., 273, 491–495, 2013.
[5] J. Hiie, K. Muska, V. Valdn, V. Mikli, A. Taklaja, A. Gavrilov, “Thermal annealing effect on structural and electrical properties of chemical bath-deposited CdS films”, Thin Solid Films, 516, 7008-7012, 2008.
[6] R.A. Samanta, D. Debajyoti, “Changes in Optical and Electrical Phenomena Correlated to Structural Configuration in Nanocrystalline Silicon Network”, J. Electrochem. Soc., 158, H1138, 2011.
[7] H. Omar Abd-Elkader, Abdallah A. Shaltout, "Characterization and antibacterial capabilities of nanocrystalline CdS thin films prepared by chemical bath deposition", Materials Science in Semiconductor Processing, 35, 132–138, 2015.
[8] H. Metin, R. Esen, “Annealing studies on CBD grown CdS thin films”, Journal of Crystal Growth 258, 141–148, 2003.
[9] H. Zhan, J. Kang Li, Y. Cheng, "Preparation and properties of CdS thin films deposited by chemical bath deposition", Optik, 126, 1411–1414, 2015.
[10] M. Shaban, M. Mustafa, A.M. El Sayed, “Structural, optical, and photocatalytic properties of the spray deposited nanoporous CdS thin films; “influence of copper doping, annealing, and deposition parameters”, Materials Science in Semiconductor Processing, 56, 329–343, 2016.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

بررسی تاثیر زیرلایه بر مورفولوژی، خواص ساختاری و اپتیکی لایه‌های نازک نانوساختار سولفید مس (CuS) تهیه شده به روش رسوب‌گذاری حمام شیمیایی (CBD)

میترا مستخدمین ، حسین عشقی،

دانشکده فیزیک دانشگاه صنعتی شاهرود ، شاهرود

چکیده – در این تحقیق لایه‌های نازک سولفید مس بر روی زیرلایه شیشه و ITO به روش حمام شیمیایی تهیه شدند. تصاویر FESEM نشانگر تاثیر زیر لایه بر موفولوژی و تغییر اندازه ریز دانه ها بوده به طوری که ابعاد میانگین آنها از ۸۰ تا ۱۵۰ nm تغییر یافته است. مشخصه یابی ساختاری آنها حاصل از طیف نگاری XRD بیانگر ساختار آمورف در هر دو لایه است. تحلیل خواص اپتیکی نشان می دهد که گاف نواری اپتیکی لایه ها تحت تاثیر محدودیت کوانتومی، به ترتیب، از حدود ۲/۱۱ به۲/۰۱ ev تغییر کرده اند.

کلید واژه- لایه نازک ، سولفید مس، رسوب گذاری حمام شیمیایی (CBD). . زیرلایه شیشه و ITO ،

A study on the effect of substrate on morphology, structural and optical properties of nanostructured CuS thin films prepared by chemical bath deposition (CBD) method

Mitra Mostakhdemin , Hosein Eshghi .

Department of Physics, Shahrood University of technology, Shahrood, Iran.

In this study, copper sulphide (CuS) thin layers are deposited on glass and ITO substrates by chemical bath deposition technique. The FESEM images indicated the effect of substrate on morphology and variation of nano-grain sizes so that their average sizes are changed from 80 to 150 nm, respectively. The structural characterization using XRD spectra showed an amorphous structure in both samples. Analysis of optical properties revealed that the optical band gaps of the layers are changed from about 2.11 to 2.01 eV, as a result of quantum confined effect, respectively.

Keywords: Thin Layers , Copper Sulphide, Chemical Bath Deposition (CBD) , Glass And ITO Substrates .

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

سولفید مس (CuS) یک ماده نیمرسانای نوع P می باشد که در کاربردهای گوناگون از قبیل کنترل کننده و جاذب نور خورشید، کاتالیست، پوشش الکترو-رسانش و همچنین به عنوان حسگر گازی مورد استفاده قرار گرفته است [۱ و ۲]. لایه های سولفید مس در دمای اتاق دارای پنج فاز پایدار در محدوده بین دو حالت غنی از مس Cu_2S و کمبود مس CuS_2 واقع است. این پنج فاز عبارتند از: کوولیت (CuS)، آنالیت ($Cu_{1.75}S$)، دایجنیت ($Cu_{1.8}S$)، دیجورلیت ($Cu_{1.95}S$) و کالکسیت(Cu_2S) [۳و ۴]. شکل گیری هریک از این فاز ها می‌تواند تابع پارامتر های مختلف نظیر دمای لایه نشانی، نوع زیرلایه، روش رشد و یا سایر پارامتر های لایه‌نشانی باشد. برای تهیه این ماده از تکنیک های بسیاری نظیر اسپری پایرولیز [۱]، حمام شیمیایی [۵]، رسوب دهی شیمیایی بخار [۶]، هیدروترمال [۷] و... استفاده شده است. در این میان روش حمام شیمیایی به دلیل سادگی تکنولوژی و پایین بودن هزینه از توجه بسیاری برخوردار است.

ما در این تحقیق لایه های نازک سولفید مس را به روش حمام شیمیایی بر روی زیرلایه های شیشه وITO تهیه نموده و خواص ساختاری و اپتیکی آن ها مورد بررسی قرار داده ایم.

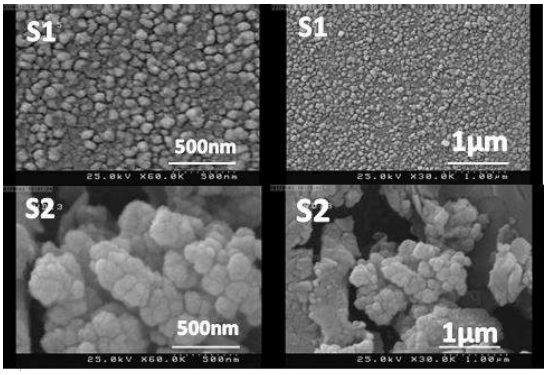
۲- روش انجام آزمایش

لایه های نازک CuS بر روی زیرلایه ی شیشه و ITO به روش حمام شیمیایی لایه نشانی شدند. قبل از لایه نشانی، ابتدا زیرلایه ها با آب و صابون شستشو داده شده و در بشر حاوی استون و آب مقطر در دستگاه آلتراسونیک قرار گرفتند. محلول آبی شامل ml ۱۰ کلرید مس (CuCl2.2H2O)، ml ۵ تری اتانول آمین، ml ۱۶ آمونیاک (NH3)، ml ۱۰ سدیم هیدروکسید، ml ۶ تیوره ۱ مولار (SC(NH2)2)، و ml ۵۳ آب مقطر برای تهیه محلول مورد نظر استفاده شد. زیرلایه ها در دمای اتاق با pH=10.1 به مدت ۴ ساعت در محلول فوق به طور عمودی غوطه ور بودند.

در این تحقیق زیرلایه های و شیشه معمولی و ITO (به ترتیب نمونه های S1 و S2) به عنوان پارامتر متغیر مورد مطالعه قرار گرفته است. برای شناخت مورفولوژی سطح نمونه ها از دستگاه FESEM مدل S.4160 استفاده شده است. به منظور مشخصه یابی نمونه ها از پراش پرتو X توسط دستگاه D&Advance – Bruker وابسته به خط طیفی CuKα با طول موج ۰/۱۵۴۰۶ nm و زاویه ی پراش براگ در گستره ۸۰-۱۰ درجه و برای سنجش طیف های عبور و جذب نوری نمونه ها در گستره طول موجی nm ۱۱۰۰-۳۰۰ از دستگاه اسپکتروفوتومتر UV.Vis.,Shimadzo – 1800 استفاده شد. به منظور مشخصه یابی ساختاری نمونه ها از طیف سنجی رامان مدل uRaman-532-Ci با طول موج پرتوی تحریک کننده ۵۳۲ nm استفاده شد .

۳- نتایج و بحث

۳-۱- مورفولوژی سطح



شکل ۱: تصاویر FESEM از لایه‌های نازک سولفید مس تازه رشد یافته بر روی زیرلایه های شیشه و ITO.

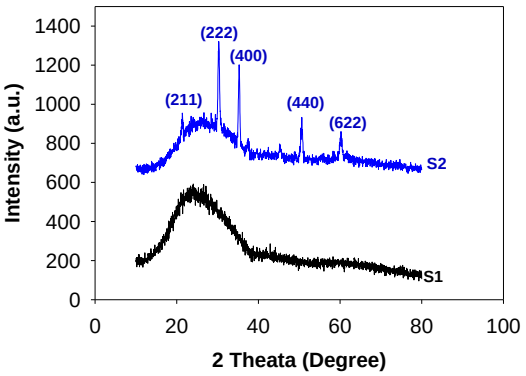
شکل ۱ تصاویر FESEM لایه های های مورد بررسی را نشان می دهد. این تصاویر نشانگر آن است که سطح لایه ها از ذراتی با ابعاد نانو متری تشکیل شده اند به طوری که در نمونه های S1 و S2 اندازه دانه ها به ترتیب در حدود ۸۰ و ۱۵۰nm است. است. ابعاد ریز-دانه های زیرمجموعه آنها در نمونه S1 در حدود ۲۰ nm و در نمونه S2 در حدود ۴۰ nm است. علت افزایش ابعاد ریز-دانه ها در نمونه ی S2 می تواند ناشی از وجود یک زیرلایه بلورین در این نمونه در مقایسه با زیرلایه شیشه با ساختار آمورف باشد. همانطور که محققین مشاهده کردند ابعاد ریز دانه ها بر روی زیر لایه ITO بیشتر از ابعاد زیر لایه شیشه ای می باشد [۸]. علاوه بر این چنانچه پیداست سطح نمونه ی S2 از تخلخل و زبری بیشتری در مقایسه با نمونه S1 برخوردار است. این ناصافی ها در سطح لایه، چنانچه در بخش "خواص اپتیکی" نمونه ها مورد بحث قرار گرفته است، می تواند در پراکندگی نور و

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

در نتیجه میزان عبور نور از لایه ها تاثیر گذار باشد.

۲-۳- خواص ساختاری

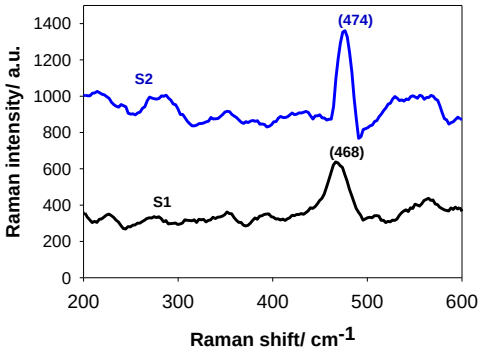
برای بررسی ویژگی های ساختاری نمونه ها از الگو های پراش پرتو X و طیف سنجی رامان استفاده شده است. شکل ۲ طیف XRD نمونه های رشد یافته را نشان می دهد .



شکل ۲: طیف XRD لایه‌های سولفید مس تازه رشد یافته بر روی زیرلایه شیشه و ITO

نتایج بدست آمده از این طیف حاکی از آن است که نه تنها لایه رسوب گذاری شده بر روی شیشه (نمونه S1)، بلکه همچنین نمونه S2 نیز از ساختار آمورف برخوردار می باشد. لازم به ذکر است که قله های تشکیل شده همگی متعلق به قله های منتسب به زیرلایه ITO با فاز بلورین مکعبی است. شکل گیری فاز آمورف از لایه سولفید مس در این دو نمونه می تواند ناشی از شرایط لایه نشانی و به ویژه دمای پایین محلول (۲۵ °C) در حمام شیمیایی باشد.

شکل ۳ طیف رامان نمونه های رشد یافته را نشان می دهد. با استفاده از طیف سنجی رامان می توان ویژگی های ساختاری نمونه های مورد نظر را بررسی کرد .

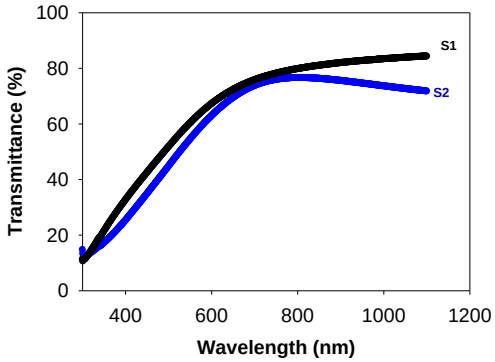


شکل ۳ طیف رامان لایه های سولفید مس یر روی زیرلایه شیشه و ITO.

نتایج به دست آمده از این طیف حاکی از آن است که یک قله تیز و قوی در $474\ cm^{-1}$ برای نمونه ی S2 (زیرلایه ITO) و در $468\ cm^{-1}$ برای نمونه ی S1 (زیرلایه شیشه ای) مشاهده می شود که می تواند ناشی از ارتعاشات شبکه باشد. قله تیز در نمونه S2 در ناحیه فرکانسی بالا به عنوان پیوند S-S از یون های S_2 شناخته می شود [۹] . پیوند S-S ویژگی غالب سطح می باشد وقتی که پتانسیل در این ناحیه افزایش می یابد CuS کوولیت تشکیل می شود . قله تیز در نمونه S1 همچنین نشان می دهد که اتم های شبکه در آرایه دوره ای هم تراز شده اند [۱۰] .

۳-۳- خواص اپتیکی

شکل ۴ طیف عبور اپتیکی لایه های مورد بررسی را نشان می دهد. لازم به ذکر است که در استخراج طیف های نوری تهیه شده برای نمونه S2 نمونه ی شاهد در دستگاه اسپکتروفوتومتر، نمونه ی همانندی از ITO اولیه بوده است. نتایج به دست آمده نشانگر آن است که میزان عبور اپتیکی در نمونه ی S2 در مقایسه با نمونه ی S1 کاهش پیدا کرده است، این تغییرات همانطور که در بخش "مورفولوژی سطح" نمونه ها اشاره شد می تواند ناشی از پراکندگی بیشتر فوتون ها بر اثر تخلخل بیشتر در نمونه لایه نشانی شده بر اثر حضور لایه بس بلور ITO در نمونه ی S2 در مقایسه با لایه رسوب گذاری شده بر روی شیشه (نمونه S1) باشد.

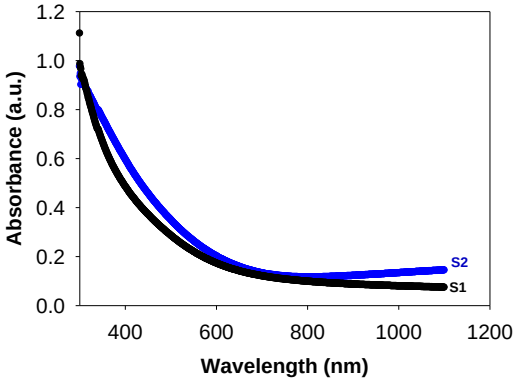


شکل ۴ نمودار طیف عبور اپتیکی لایه های سولفید مس بر روی زیرلایه شیشه و ITO

شکل ۵ طیف جذب اپتیکی لایه های مورد بررسی را نشان می دهد. با استفاده از طیف جذب لایه ها می توان برای تعیین بزرگی گاف نواری مستقیم Eg در این نمونه ها بر اساس رابطه ی هاک با رسم منحنی $(\alpha h\nu)^2$ بر حسب $h\nu$ و برونیابی داده‌ها در ناحیه انرژی بالا با محور

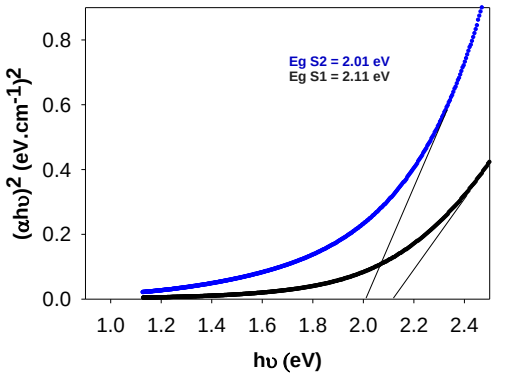
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

افقی به ازای $\alpha=0$ عمل کرد. در این عبارت α ضریب جذب، و $h\nu$ انرژی فوتون های فرودی می باشد. این تحلیل در شکل ۶ نشان داده شده است.



شکل ۵ نمودار طیف جذب اپتیکی لایه های سولفید مس بر روی زیرلایه شیشه و ITO.

چنانچه پیداست مقدار گاف نواری مستقیم نمونه ها با تغییر زیرلایه تغییر یافته و از حدود ۲/۱۱ eV در نمونه S1 به حدود ۲/۰۱ eV در نمونه S2 تنزل یافته است. این تغییرات با توجه به تغییر ابعاد ریز-دانه های تشکیل شده در نمونه های مورد بحث می تواند ناشی از اثر اندازه (size effect) موسوم به اثر محدودیت کوانتومی در این نمونه ها باشد. بنابر گزارش تانور و همکاران هر چه ابعاد ریز-دانه ها در یک نمونه ی نیمرسانا کوچکتر باشد گاف نواری موثر آن بیشتر از نمونه ای است که ابعاد آنها درشت تر باشند [۱۱].



شکل ۶ تغییرات $(\alpha h\upsilon)^2$ بر حسب انرژی فوتون ها در نمونه های تحت بررسی.

۳- نتیجه گیری

ما در این تحقیق لایه های نانوساختار CuS را بر روی زیرلایه های شیشه و ITO به روش حمام شیمیایی لایه نشانی کردیم. طیف های XRD نمونه ها حاکی از آن است که هر دو نمونه دارای ساختار آمورف بوده و تغییر زیرلایه تاثیری بر ساختار بلوری لایه های سولفید مس نداشته است. تحلیل داده های نوری نمونه ها نشان داد که مقدار گاف نواری آنها تحت تاثیر نوع زیرلایه قرار گرفته به طوری که با تغییر مورفولوژی و بزرگی ریز-دانه های تشکیل شده، گاف انرژی نمونه ها تحت تاثیر محدودیت کوانتومی تغییر یافته است.

مراجع

[1] M.S. Shinde, P.B. Ahirrao, I.J. Patil, R.S. Patil. "Thickness dependent electrical and optical properties of nanocrystalline copper sulphide thin films grown by simple chemical route", Pure and Applied physics, 50 , p 657-660 , 2012.

[2] S.U. Offiah, P.E. Ugwoke, A.B.C. Ekwealor, S.C. Ezugwu, R.U. Osuji, F.I. Ezema , " Structural and spectrial analysis of chemical bath deposited copper sulfide thin films for solar energy conversions", Nanomaterials and Biosructures, 7 No.1, p. 165-173 , 2012.

[3] A.U. Ubale, D.M.Choudhari, J.S. Kantale, V.N. Mitkari, M.S. Nikam, W.J. Gawande, P.P. Patil ,"Synthesis of nanostructured CuxS thin films by chemical route at room temperature and investigation of their size dependent physical properties", Alloys and Compounds, 509 , p 9249-9254 , 2011.

[4] Yong-Joan, Jun-Hong Jia , "The effect of complexing agent on crystal growth, structure and properties of nanostructured Cu2-xS thin films", Chinese Chemical Letters, 25 , p 1473-14.78, 2014.

[5] . Nillohit Mukherjee, Arijit Sinha, Gobinda Gopal Khan, Debraj Chandra, Asim Bhaumik, Anup Mondal, "A study on the structural and mechanical properties of nanocryst1alline CuS thin films grown by chemical bath deposition technique", Materials Research Bulletin 46 p 6–11 , 2011 .

[6] Liesbeth Reijnen, Ben Meester, Frits de Lange, Joop Schoonman, and Albert Goossens, "Comparison of CuxS Films Grown by Atomic Layer Deposition and Chemical Vapor Deposition", Chem. Mater. 17 No. 10 , p 2724–2728 , 2005.

[7] Poulomi Roy and Suneel K. Srivastava, "Hydrothermal Growth of CuS Nanowires from Cu−Dithiooxamide, a Novel Single-Source Precursor", Crystal Growth & Design, 6 No. 8 , p 1921–1926 , 2006.

[8] Seppo Lindoors, Alexandre Arnold, Markku Leskela , "Growth of CuS thin films by the successive ionic layer adsorption and reaction method" , Applied Surface Science , 158, p 75-80 ,2000.

[9] Ishii M, Shibata K, Nozaki H. J," Anion ditrubitions and phase transitions in CuS1-xSex (x=0-1) studied by Raman spectroscopy", Solid State Chem. 105 , p 504–511, 1993 .

[10] T.Hurma , S,Kose , "XRD Raman analysis and optical properties of CuS nanostructured film" , International Journal for Light and Electron Optic , Vol 127 ,15 , p 6000-6006 ,2016.

[11] Muhammad Tanveer, Chuanbao Cao, Imran Aslam, Zulfaqar Ali, Faryal Idrees, Waheed Samraiz, Muhammad Tahir, Syed Khalid, Ghulam Nabi, Asif Mahmood , "Synthesis of CuS flowers exhibiting versatile photocatalyst response", New J.Chem , 39, p 1459-1468 ,2015.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

بیست و چهارمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک و
دهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران
۱۲ الی ۱۴ بهمن ۹۶ – دانشگاه شهرکرد
24th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2018) and
9th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2018)
Jan 30 - Feb 1 , 2018 - Shahrekord University

ارزیابی رویدادهای غباری بر فراز خلیج فارس و دریای عمان با استفاده از اندازه‌گیری-های لیدار فضایی CALIOP

فریضه بیات، حمیدرضا خالصی‌فرد

دانشکده فیزیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان، بلوار استاد یوسف ثبوتی، پلاک ۴۴۴، زنجان، ۴۵۱۳۷۶۶۷۳۱، ایران.

چکیده – خلیج فارس و دریای عمان به عنوان یک منطقه بزرگ آبی اغلب تحت تاثیر چشمه‌های غباری اطرافشان هستند. در این تحقیق، به منظور بررسی طوفان‌های غباری بر فراز این منطقه از تعدادی پارامتر با استفاده از تجزیه و تحلیل اندازه‌گیری-های لیدار فضایی CALIOP، استفاده شده است. چشمه‌های اصلی غبار اطراف این منطقه عبارتند از: حوضه دجله و فرات، شبه جزیره عربستان، حوضه های افغانستان و پاکستان، بیابان تار در شبه قاره هند و همچنین دریاچه هامون به عنوان منابع اصلی گرد و غبار در حوضه سیستان. مجموعه داده‌ها شامل **میانگین نسبت واقطبش ستونی ذرات** (PDR)، **انتگرال ضریب پس پراکنش میراشده** ستونی (IAB) و **عمق اپتیکی ستونی هواویزها** (AOD) بر روی منطقه مورد مطالعه در بازه ژوئن ۲۰۰۶ الی دسامبر ۲۰۱۵ می‌باشد. متوسط AOD ماهانه نشان می‌دهد که افزایش غبار بر روی دریای عمان و عرب در ماه‌های مه و سپتامبر رخ می‌دهد که عمدتا به افزایش طوفان گرد و غبار ناشی از حوضه سیستان مروبط می‌شود. تغییرات IAB نیز به عنوان اثراتی از خشک شدن فصلی دریاچه هامون و باد شمالی لوار بر روی دریاهای عمان و عرب در بازه ژوئن تا سپتامبر تعبیر می‌شود. در این تحقیق برای ردیابی توده‌های هوا، الگوی باد از تحلیل هایNCEP/NCAR استخراج شده است.

کلید واژه- هواویز، اپتیک جو، پس پراکنش، لیدار، گرد و غبار.

Assessment dust events over the Persian Gulf and the Oman Sea using measurements of CALIOP space lidar

Farizeh Bayat, Hamid. R. Khalesifard

Department of Physics, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences, No. 444 Prof. Sobouti Blvd., Zanjan 4513766731, Iran .

Abstract- The Persian Gulf and the Oman Sea as a large water region are mostly influenced by the surrounding dust sources. In this study some parameters by using analysis of CALIOP lidar measurements in order to survey dust storms over this region are used. Main sources of dust around this wide region are the Tigris and Euphrates Basin, the Arabian Peninsula, Afghanistan and Pakistan Basin and even Thar desert in Indian Subcontinent as well as Hamoun lake as major sources of dust in Sistan Basin. The dataset includes columnar averaged particulate depolarization ratio (PDR), column integrated attenuated backscatter (IAB) and column aerosol optical depth (AOD) over studied zone during June 2006 to December 2015. Monthly mean AOD reveals that high aerosol loading arise over Oman and Arabian Seas during May to September which is mostly attributed to enhanced dust storms originated from the Sistan Basin. Variations of IAB are also interpreted as effect of the seasonal drying of the Hamoun lake and northerly Levar wind on the Oman and Arabian Seas during June to September. In this survey wind pattern to track the air masses has been extracted with NCEP/NCAR reanalysis.

Keywords: aerosol, atmospheric optics, backscattering, lidar, dust.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

کشور ایران به دلیل قرار گرفتن بر روی کمربند غباری، در مجاورت چشمه‌های غباری مهمی قرار دارد، از جمله: حوضه دجله و فرات در کشور عراق در سمت غرب و شبه جزیره عربستان در سمت جنوب و جنوب غربی[۱ و ۲]. این نواحی جزء چشمه‌های اصلی غبار در خاورمیانه و آسیای جنوب شرقی هستند که در بازه زمانی بهار و تابستان بسیار فعالند و اغلب، جو دریاهای عمان و عرب را تحت تاثیر خود قرار می‌دهند [۲ و ۳].

از چشمه‌های مهم غباری که اغلب جو دریاهای عمان و عرب و حتی اقیانوس هند را تحت تاثیر خود قرار می‌دهند، دریاچه‌های فصلی واقع در منطقه سیستان در مرز ایران-افغانستان هستند که مهم‌ترین آن‌ها دریاچه هامون در شرق ایران است [۴]. نکته مهم دیگر این است که جنوب و جنوب شرق ایران، جنوب افغانستان و غرب پاکستان تحت تاثیر بادهای شمالی «صد و بیست روزه سیستان» هستند [۲ و ۵]. وزش این باد عمدتاً از اواسط ماه مه تا اواسط سپتامبر ادامه دارد و می‌تواند تغییراتی را در اقلیم دریای عمان و عرب ایجاد کند [۲].

از دیگر چشمه‌های اصلی غباری تاثیرگذار بر جو دریای عمان و عرب می‌توان به دشت مارگو در منطقه سیستان، بیابان ریگستان در جنوب افغانستان، دریاچه خشک هامون ماشکل در غرب پاکستان و همچنین سواحل بیابانی مکران در مرز ایران-پاکستان اشاره کرد [۶].

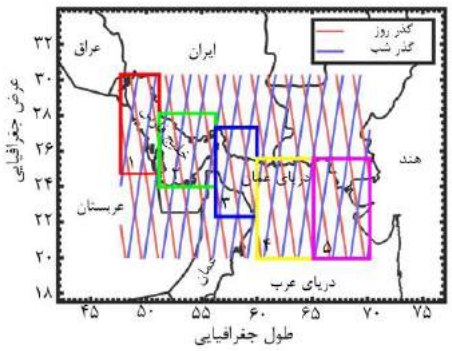
علاوه بر چشمه‌های غباری ذکر شده، منطقه کاملا خشک وسیعی به نام بیابان تار در ایالت راجستان هند واقع در شمال شرق دریای عمان گاهی اوقات بر روی جو دریاهای عمان و عرب تاثیر می‌گذارد [۷]. در این راستا مطالعه ذرات معلق جوی خلیج فارس و دریای عمان به عنوان یکی از مناطق وسیع آبی، به دلیل مجاورت با چشمه‌های غباری متعدد از اهمیت زیادی برخوردار است.

به دلیل اهمیت موضوع، این مطالعه را به بررسی غبار بر فراز خلیج فارس و دریای عمان با استفاده از اندازه‌گیری‌های ماهواره کالیپسو (CALIPSO) در بازه زمانی ماه ژوئن ۲۰۰۶ الی دسامبر ۲۰۱۵ اختصاص داده‌ایم. بدین منظور، پارامترهایی نظیر انتگرال ضریب پس پراکنش میراشده[۱](IAB)، میانگین نسبت واقطبش ستونی ذرات[۲] (PDR) و عمق اپتیکی ستونی هواویزها[۳](AOD) در طول موج ۵۳۲ نانومتر از داده‌های سطح دو ماهواره کالیپسو استخراج شده‌اند. در ادامه پس از معرفی داده‌ها و نحوه محاسبات، به بحث در نتایج خواهیم پرداخت.

۲- مجموعه داده‌ها و روش انجام محاسبات

ناحیه مطالعه شده در شکل۱ به صورت مستطیل‌های رنگی نشان داده شده است. در این مطالعه فقط جو خلیج فارس و دریای عمان بررسی شده است. در این شکل همچنین مدارهای عبوری کالیپسو در این منطقه طی ۱۶ روز نشان داده شده است. برای بررسی فعالیت‌های غباری در این منطقه، AOD، PDR و IAB در طول موج ۵۳۲ نانومتر از داده‌های سطح دو ماهواره کالیپسو، ورژن ۳ و مجموعه داده‌های 5km aerosol profile در بازه زمانی ژوئن ۲۰۰۶ الی دسامبر ۲۰۱۵ انتخاب شده‌اند.

برای آن‌که به هر کدام از پارامترهای مذکور، یک مقدار مشخص اختصاص داده شود، میانگین همان پارامتر مربوط به گذرهای عبوری واقع در مستطیل‌ها محاسبه شده است. در این محاسبات فقط هواویزها در نظر گرفته شده‌اند. نکته دیگر در انجام محاسبات، در نظر گرفتن مقدار صحیح و عدم قطعیت پارامترهاست. در آخرین مرحله از محاسبات، میانگین پارامترهای مذکور منسوب به هر مستطیل رنگی به صورت ماهانه و سالانه گزارش شده است.



شکل ۱: گذرهای عبوری ۱۶ روزه کالیپسو، مستطیل های ۵-۱ مربوط به ناحیه مطالعه شده می‌باشند.

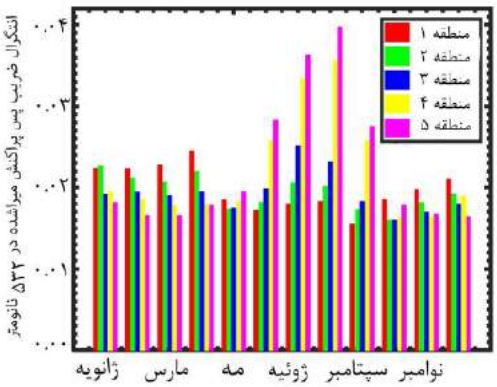
[۱] Integrated Attenuated Backscatter coefficient
[۲] Particulate Depolarization Ratio
[۳] Aerosol Optical Depth

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۳- نتایج

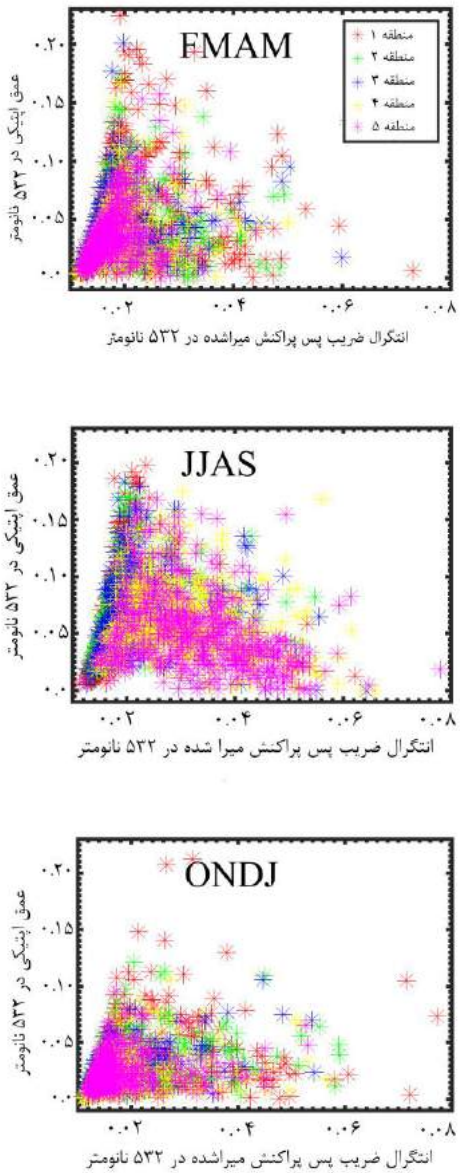
طبق محاسبات، تغییرات میانگین ماهانه IAB مناطق مطالعه شده در شکل۲ نشان داده شده است. در این شکل به وضوح دیده می‌شود که رفتار این پارامتر در مناطق ۴ و ۵ طی ماه‌های ژوئن الی سپتامبر با دیگر نواحی متفاوت است.

تغییرات ماهانه AOD نیز نشان می دهند که بیشترین مقدار این پارامتر در منطقه ۱ در ماه مه، در مناطق ۲ و ۳ در ماه جولای و در مناطق ۴ و ۵ در ماه ژوئن اتفاق می‌افتد. تغییرات ماهانه PDR در پنج منطقه الگوی تقریبا یکسانی را دنبال می‌کند.



شکل ۲: میانگین ماهانه IAB در پنج منطقه

اختلاف الگوی رفتاری این پارامترها در مناطق مطالعه شده زمانی واضح‌تر مشاهده می‌شود که نمودار AOD بر حسب IAB رسم شود (شکل۳). شکل‌های ۳الف-۳ج، تغییرات چهارماهه AOD بر حسب IAB برای ماه‌های فوریه-مه (FMAM)، ژوئن-سپتامبر (JJAS) و اکتبر-ژانویه (ONDJ) را نشان می‌دهند. هر نقطه در شکل ۳ مربوط به یک گذر عبوری کالیپسو در منطقه مورد نظر است. مربوط به یک گذر عبوری کالیپسو در منطقه مورد نظر است. شکل ۳ب به وضوح نشان می‌دهد که در JJAS، هر دو پارامتر AOD و IAB در مناطق ۴ و ۵ به صورت قابل توجهی افزایش داشته‌اند. افزایش این دو پارامتر دقیقا همزمان با بادهای صد و بیست روزه سیستان و دوره خشکی سالانه دریاچه هامون است [۸]. الگوی باد بر فراز فلات ایران جهت تایید نتایج به‌دست آمده در شکل ۴ رسم شده است که برای رسم آن از تحلیل‌های NCEP/NCAR[۴] در ارتفاع ۷۰۰ هکتوپاسکال در بازه زمانی سال‌های ۲۰۰۶ الی ۲۰۱۵ استفاده شده است.



شکل ۳: میانگین چهارماهه AOD بر حسب IAB، الف) فوریه-مه، ب) ژوئن-سپتامبر، ج) اکتبر-ژانویه.

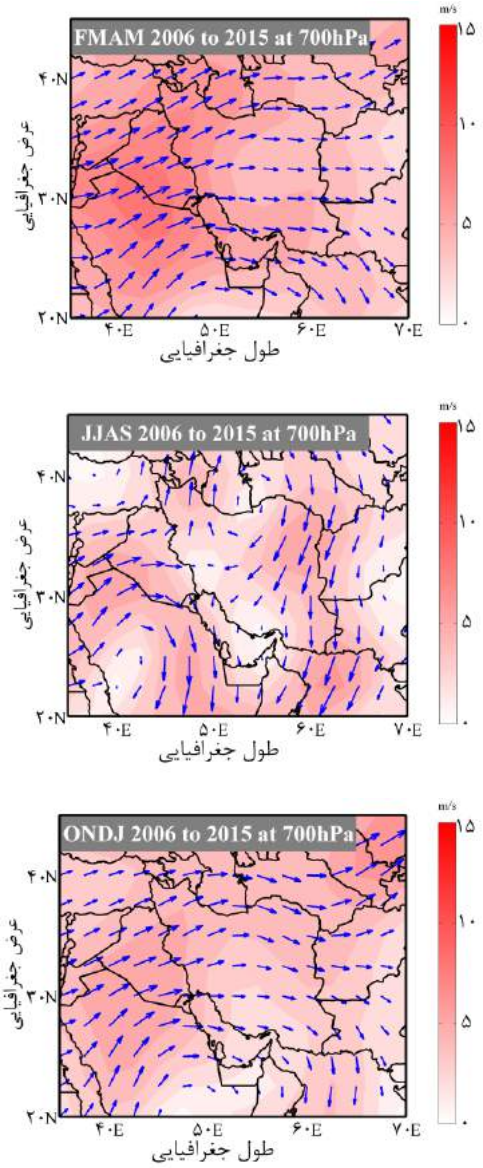
۴- بحث در نتایج

طبق نتایج به‌دست آمده، جو خلیج فارس و دریاهای عمان و عرب تحت تاثیر رویدادهای غباری در فصل‌های بهار و تابستان هستند.

الگوی باد در فلات ایران نشان می‌دهد که منطقه۱ بیشتر تحت تاثیر غبارهایی است که از سمت جلگه دجله و فرات می‌آیند، در صورتی که مناطق ۲ و ۳ اکثرا از غبارهای شبه جزیره عربستان تاثیر می‌پذیرند.

[۴] National Centers for Environmental Prediction (NCEP) and the National Center for Atmospheric Research

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد



شکل ۴: میانگین چهارماهه الگوی باد در ارتفاع ۷۰۰ هکتوپاسکالی فلات ایران طی سال‌های ۲۰۰۶ الی ۲۰۱۵ با استفاده از تحلیل‌های NCEP/NCAR، الف) فوریه-مه، ب) ژوئن-سپتامبر، ج) اکتبر-ژانویه.

منطقه‌ای که در این مطالعه بیشتر مورد توجه قرار گرفته است، مناطق ۴ و ۵ می‌باشد. با نگاهی به شکل ۴ج درمی‌یابیم که این مناطق تحت تاثیر طوفان‌های غباری شدیدی طی ماه‌های ژوئن الی سپتامبر است. این طوفان-های غباری دقیقا همزمان با بادهای صد و بیست روزه سیستان هستند (شکل ۵ب). به عبارت دیگر، این باد شمالی قوی، گرد و غبار بستر دریاچه فصلی هامون را بلند می‌کند و به سمت جنوب شرق ایران، غرب پاکستان، دریاهای عمان و عرب و در پاره‌ای اوقات به سمت اقیانوس هند نیز حمل می‌کند.

با توجه به اندازه‌گیری‌های ماهواره کالیپسو و به ویژه مقدار IAB درمی‌یابیم که این پارامتر به خوبی می‌تواند گرد و غبار ناشی از شبه جزیره عربستان را از گرد و غبار دریاچه هامون متمایز کند. بنابراین می‌توان این پارامتر را یک ابزار قدرتمند جهت تشخیص ذرات غبار جو معرفی کرد به ویژه زمانی که این پارامتر بر حسب پارامترهای دیگری از جمله عمق اپتیکی و نسبت واقطبش ذرات در نظر گرفته شود.

سپاسگزاری

نویسندگان بر خود لازم می‌دانند که از مرکز تحقیقاتی NASA برای ارائه داده‌های ماهواره CALIPSO (http://eosweb.larc.nasa.gov/) و مرکز آب و هواشناسی NOAA (http://www.esrl.noaa.gov/) به جهت امکان فراهم آوردن الگوهای باد تشکر کنند.

مراجع

[1] Joseph M. Prospero, et al., "Environmental characterization of global sources of atmospheric soil dust identified with the Nimbus 7 Total Ozone Mapping Spectrometer (TOMS) absorbing aerosol product", Reviews of geophysics, Vol. 40, No. 1, 2002.

[2] N., Middleton, and A. S. Goudie. *Desert dust in the global system*, 2006.

[3] D. G. Kaskaoutis, et al., "Heterogeneity in pre-monsoon aerosol types over the Arabian Sea deduced from ship-borne measurements of spectral AODs", Atmospheric Chemistry and Physics, Vol. 10, No. 10, pp. 4893-4908, 2010.

[4] F. Abdi Vishkaee, et al., "Multiplatform observations of dust vertical distribution during transport over northwest Iran in the summertime", Journal of Geophysical Research: Atmospheres, Vol. 116, No. D5, 2011.

[5] N. J. Middleton, "A geography of dust storms in South-west Asia", International Journal of Climatology, Vol. 6, No. 2, pp. 183-196, 1986.

[6] P. Ginoux, et al., "Global-scale attribution of anthropogenic and natural dust sources and their emission rates based on MODIS Deep Blue aerosol products", Reviews of Geophysics, Vol. 50, No. 3, 2012.

[7] D. G. Kaskaoutis, et al., "Contrasting aerosol trends over South Asia during the last decade based on MODIS observations", 2011.

[8] O., Alizadeh-Choobari, et al., "The "wind of 120days" and dust storm activity over the Sistan Basin", Atmospheric research, Vol. 143, pp. 328-341, 2014.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

کلیدزنی Q غیرفعال یک لیزر دمش از پهلوی دیودی Er-Yb:Glass با یک بلور $Co^{2+}:MgAl_2O_4$ به‌عنوان جاذب اشباع‌پذیر

مرضیه کارمند، غلامرضا هنرآسا، امیر نوفرستی و مهدی بهادران

دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شیراز، شیراز

چکیده – در این مقاله، طراحی و ساخت یک لیزر دمش دیودی Er-Yb:Glass کلیدزنیQ شده با بلور $Co^{2+}:MgAl_2O_4$ گزارش شده است. برای طراحی این لیزر از نرم‌افزار LASCAD استفاده شده است و براساس طراحی صورت گرفته یک چیدمان آزمایشگاهی برپاشده است. در نهایت، پالس‌های لیزر با پهنای پالس ۳۰ نانوثانیه و انرژی ۱۵ میلی ژول در توان پمپ ورودی حدود ۲وات به صورت تجربی به‌دست آمده است.

کلید واژه- لیزر **Er-Yb:Glass**، بلور **$Co^{2+}:MgAl_2O_4$**، جاذب اشباع‌پذیر، دمش از پهلو.

Passive Q-Switching of a Diode-Side-Pumped Er-Yb:Glass Laser with a $Co^{2+}:MgAl_2O_4$ Crystal as a Saturable Absorber

Marziyeh Karmand, Gholamreza Honarasa, Amir Noferesti, and Mahdi Bahadoran

Department of Physics, Shiraz University of Technology, Shiraz

Abstract- In this paper, design and fabrication of a diode pumped Er-Yb:Glass laser Q-switched with $Co^{2+}:MgAl_2O_4$ crystals was reported. The LASCAD software was used for designing the laser and based on this design; a laboratory layout was set up. Finally, the laser pulses of duration 30 ns and energy 15 mJ at about 2 W of incident pump power was obtained experimentally.

Keywords: Er-Yb:Glass laser, $Co^{2+}:MgAl_2O_4$ crystals, Saturable absorber, Side pumped.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

یکی از روش‌های تولید تابش چشم-ایمن استفاده از شیشه آلاییده شده با یون‌های اربیم و ایتربیم به‌عنوان ماده فعال لیزر است [۱]. لیزر حالت جامد Er-Yb:Glass با طول‌موج ۱۵۴۰ نانومتر امروزه به‌دلیل چشم-ایمن بودن و کاربردهای مختلف در صنایع نظامی مورد توجه قرار گرفته است.

در سال ۱۹۶۵، اسنیتزر با ایجاد یک تغییر ساده در اصول اولیه دمش و استفاده از یون‌های ایتربیم به‌عنوان آلاینده موفق به لیزدهی از یک شیشه سیلیکا در دمای اتاق شد [۲]. به‌علت نرخ تکرار بالا در دمش‌های لامپی، در سال ۱۹۹۲ اولین لیزر اربیم با دمش دیودی توسط هاتچنسون گزارش شد [۳] و برای اولین بار در سال ۱۹۹۹ از لیزرهای اربیم کلیدزنی شده غیرفعال در فاصله‌یابی استفاده شد [۴].

در این مقاله برای اولین بار در ایران از بلور $Co^{2+}:MgAl_2O_4$ به‌عنوان کلید زن Q در یک لیزر Er-Yb:Glass دمش دیودی استفاده شده است. به منظور ساخت این لیزر، ابتدا در محیط نرم‌افزار LASCAD شبیه‌سازی مورد نیاز انجام شده، سپس چیدمان آزمایشگاهی آن برپا گردیده و لیزر تولید شده بررسی شده است.

۲- لیزر Er-Yb:Glass

لیزر حالت جامد Er-Yb:Glass یک لیزر شبه سه ترازی است. به دلیل جذب ضعیف تابش پمپ توسط یون‌های اربیم، اضافه کردن یک یون نادر خاکی به‌منظور رسیدن به یک بهره رضایت‌بخش ضروری است [۵]. به‌همین علت علاوه بر یون اربیم، یون ایتربیم را در شیشه فسفاته اضافه می‌شود. درصد دوپ‌شدگی اربیم و ایتربیم به‌ترتیب $۲/۶\times۱۰^{۱۶}$ ions/mm^3 و $۲/۱\times۱۰^{۱۸}$ ions/mm^3 هستند. در جدول۱ بخشی از اطلاعات مربوط به ماده فعال مورد نظر نمایش داده شده است.

جدول۱: اطلاعات مربوط به بلور Er-Yb:Glass

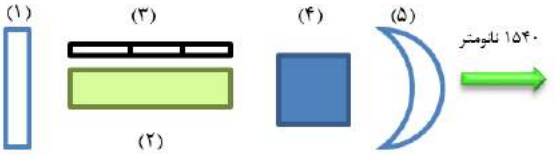
ظرفیت گرمایی	۰/۰۰۰۷ W/mmK
ضریب توان حرارتی	$۸/۷\times۱۰^{-۶}$ 1/K
مدول الاستیک	۶۷۰۰۰N/mm^2
ضریب شکست	۱/۵۲۴
نسبت پواسون	۰/۲۴

سیستم دمش در این نوع لیزرها به دو روش لامپی و دیودی انجام می‌شود. استفاده از لیزر دیودها برای دمش لیزرهای اربیوم اساسا باعث تقلیل اثرات گرمایی در مقایسه با دمش لامپی می‌شود. افزایش بازده لیزر، افزایش توان متوسط خروجی و طراحی سیستمی فشرده‌تر، از دیگر مزایای دمش دیودی نسبت به دمش لامپی است [۶].

۳- شبیه‌سازی لیزر

در این شبیه‌سازی یک ماده فعال میله‌ای با طول ۳۰ میلی‌متر و شعاع ۲/۲ میلی‌متر از یک طرف در معرض دمش عرضی لیزر دیود ۹۴۰ نانومتر با توان میانگین پمپ حدود ۲ وات قرار گرفته است.

ادوات اپتیکی موجود در کاواک لیزر به‌نحوی که در شکل۱ نمایش داده شده است در کنار هم قرار گرفته اند.



شکل ۱: چیدمان ادوات اپتیکی در کاواک لیزر، (۱) آینه پشتی، (۲) میله لیزری، (۳): لیزر دیود سه بار، (۴) بلور جاذب اشباع‌پذیر، (۵) آینه خروجی

در این شبیه‌سازی طول کاواک لیزر با احتساب طول ادوات اپتیکی موجود در کاواک حدود ۱۵۰ میلی‌متر در نظر گرفته شد. در این شبیه‌سازی از یک بلور مکعبی

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

$Co^{2+}:MgAl_2O_4$ به‌عنوان کلیدزن Q به ضخامت ۱/۰۳ استفاده شد. بر اساس طراحی صورت گرفته، شعاع انحنای آینه پشتی و جلویی لیزر به‌ترتیب برابر با بی‌نهایت و ۱۵۰۰ میلی‌متر در نظر گرفته شد. در لیزرهایی با کلیدزنی غیرفعال به‌دلیل کم بودن آستانه تحمل انرژی بر واحد سطح بلورهای جاذب اشباع‌پذیر، استفاده از آینه‌هایی با شعاع انحنا کمتر و ضریب بازتابندگی بیشتر مطلوب‌تر است. در این شبیه‌سازی پس از وارد کردن تمام داده‌ها در نرم‌افزار LASCAD و انجام محاسبات مربوط به عدسی حرارتی درون ماده فعال پایداری مشدد بررسی شد. پس از حاصل شدن اطمینان از پایداری مشدد محاسبات دینامیکی به کمک نرم‌افزار انجام گردید. در جدول۲ نتایج مهم حاصل از شبیه‌سازی لیزر مورد نظر با نرم‌افزار LASCAD نمایش داده شده است.

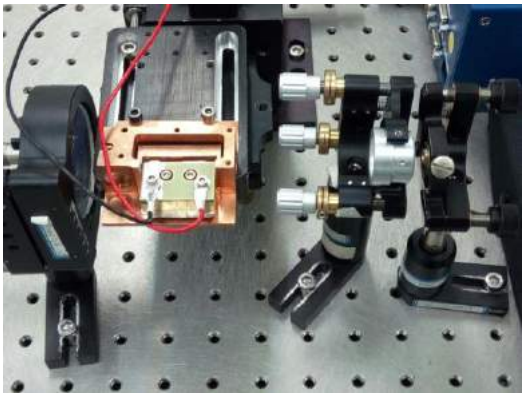
جدول۲: نتایج حاصل از شبیه‌سازی برای یک لیزر Er-Yb:Glass کلیدزنی Q شده توسط $Co^{2+}:MgAl_2O_4$

توان خروجی میانگین (mW)	۲۹/64
انرژی پالس (mj)	۱۴/۸۲
پهنای پالس (ns)	۲۶/۶
توان قله (KW)	557/14

نکته حائز اهمیت در بلورهای جاذب اشباع‌پذیر میزان درصد عبور اولیه است که با ضخامت بلور رابطه عکس دارد. در این شبیه‌سازی درصد عبور اولیه ۹۰ در نظر گرفته شده است.

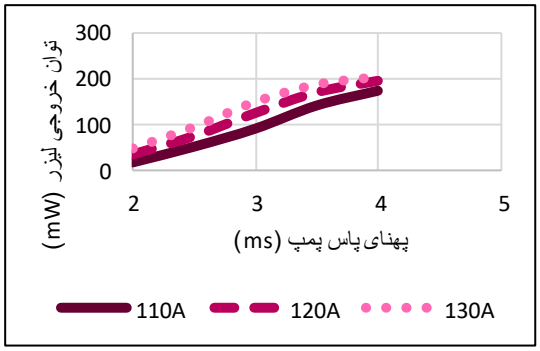
۴- چیدمان آزمایشگاهی

بر اساس شبیه سازی انجام شده چیدمان آزمایشگاهی برپا گردید. شکل۲ نمایی از این چیدمان را نمایش می‌دهد. برای تنظیم بهتر چیدمان لیزر از نگهدارنده‌های قابل تنظیم برای آینه‌ها و کلید زن Q استفاده شد. همچنین به منظور ایمنی و مراقبت از چشم در این آزمایش باید حتما از عینک مخصوص استفاده شود. لیزر Er-Yb:Glass را یک نوع لیزر چشم- ایمن می‌نامند اما تابش‌های ناشی از دیود لیزر به چشم آسیب می‌رسانند.



شکل۲: نمایی از چیدمان آزمایشگاهی لیزر Er-Yb:Glass دمش دیودی از پهلو با استفاده از کلیدزنQ غیرفعال

پس از برپایی چیدمان ابتدا عملکرد لیزر را بدون قرار دادن بلور کلیدزنQ بررسی کردیم و سعی شد در این حالت به بیشینه توان میانگین خروجی مقدار توان خروجی لیزر دست یابیم. در این حالت بیشینه خروجی لیزر گرفته شده حدود ۷۰ میلی‌وات بود. یکی از پارامترهای مهم در عملکرد لیزرهای پالسی، پهنای پالس پمپ است. در شکل۳ نمودار توان خروجی لیزر بر حسب پهنای پالس پمپ برای سه جریان متفاوت پمپ (جریان اعمال شده به دیود لیزر) رسم شده است.



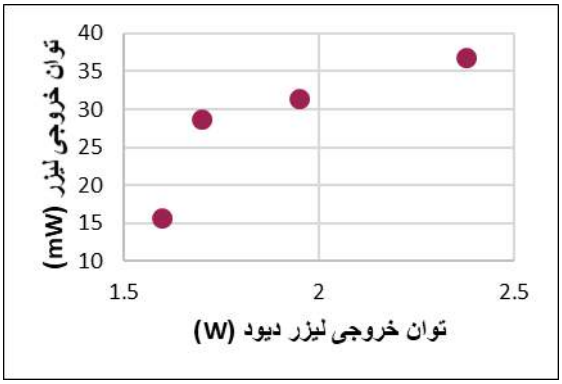
شکل۳: نمودار توان خروجی لیزر بدون بلور کلیدزن بر حسب پهنای پالس پمپ

پس از اطمینان حاصل شدن از عملکرد بهینه لیزر در این شرایط بلور کلیدزنQ را به چیدمان افزودیم. همان طور که در بخش شبیه‌سازی بیان کردیم توان میانگین دمش پمپ حدود ۲ وات تنظیم شده است، بدیهی است که با افزایش توان پمپ می‌توان به پالسی با پهنای کمتر، انرژی بیشتر، واگرایی کمتر و فاکتور کیفیت مناسب‌تر دست یافت. در چیدمان مورد نظر با همین مقدار توان ورودی

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

توانستیم به خروجی مطلوب انرژی حدود ۱۵/۷ میلی‌ژول و پهنای پالس ۳۰ نانوثانیه دست یابیم.

در شکل۴ توان خروجی لیزر کلیدزنی Q شده بر حسب توان ورودی پمپ برای چهار آزمایش با شرایط کاملا یکسان نمایش داده شده است. در جدول۳ نتایج حاصل از این آزمایش آمده است.



شکل۴: توان خروجی لیزر کلیدزنی شده بر حسب توان خروجی لیزر دیود

جدول۳: نتایج تجربی

توان خروجی لیزر دیود (W)	۱/۶	۱/۷	۱/۹۵	۲/۳۸
توان خروجی لیزر (mW)	۱۵/۶۴	۲۸/۶	۳۱/۴	۳۶/۸
جریان پمپ (A)	۱۰۰	۱۱۰	۱۲۰	۱۲۰
پهنای پالس پمپ (ms)	۲/۵	۲/۵	۲/۵	۳
پهنای پالس لیزر (ns)	۳۱	۳۱/۴	۳۰	۳۱/۳

در این آزمایش بازده اپتیکی لیزر در حالت بدون بلور کلیدزن و در حالت کلیدزنی شده به‌ترتیب حدود ۲۷ درصد و ۱/۶ درصد اندازه‌گیری شد.

۵- نتیجه‌گیری

در این مقاله یک لیزر حالت جامد Er-Yb:glass دمش دیودی عرضی یک طرفه کلیدزنی Q شده توسط بلور جاذب اشباع‌پذیر $Co^{2+}:MgAl_2O_4$ در یک کاواک نوری پایدار طراحی وساخته شد. در این شبیه‌سازی ماده‌فعال میله‌ای با طول ۳۰ میلی‌متر در نظر گرفتیم و با استفاده از دیود لیزر سه بار در معرض دمش قرار دادیم. پس از دریافت نتایج قابل قبول شبیه‌سازی، چیدمان آزمایشگاهی این لیزر برپا شد. در چیدمان آزمایشگاهی برای رسیدن به بهره مطلوب ادوات را به شکل صحیح تنظیم و با دقت هم‌محور کردیم. زیرا در غیر این صورت آسیب‌هایی بر روی سطوح ادوات به جا می‌ماند که به هیچ نحو قابل جبران نیست.

با انجام تنظیمات دقیق و طاقت‌فرسا به‌ترتیب در پهنای پالس و جریان پمپ ۲/۵ میلی‌ثانیه و ۱۲۰ آمپر لیزر دیود راه‌اندازی شد و خروجی کلیدزنی Q شده لیزر بر روی کارت IR مشاهده شد. در این آزمایش پارامترهای زیادی بر روی خروجی لیزر تأثیر گذارند اما به‌طور میانگین به انرژی کلیدزنی شده حدود ۱۵ میلی‌ژول و پهنای پالس ۳۰ نانوثانیه با پروفایل تک قله‌ای دست یافتیم.

مراجع

[1] J. Mlynczak, K. Kopczynski, Z. Mierczyk, M. Malinowska, P. Osiwianski, “Pulse generation at 1.5-micron wavelength in new EAT14 glasses doped with Er and Yb ions”, Opto-Electronic. Rev., Vol. 20, No. 1, PP. 87-90, 2012.
[2] E. Snitzer, R. Woodcock, “Yb^{3+} Er^{3+} Glass Laser”, App. Phys. Lett., Vol. 6, pp. 45-46, 1965.
[3] J. Hutchinson, T. Allik, “Diode Array-Pumped Er, Yb: Phosphate Glass Laser”, App. Phys. Lett., Vol. 60, pp. 1424-1426, 1992.
[4] B. Galagan, E. Godovikova, B. Denker, M. Meilman, V. Osiko, S. Sverchkov, “Efficient blenchable filter based on $Co^{2+}:MgAl_2O_4$ crystals for Q-switching of λ=1.54 micron erbium glass laser”, Quant. Electron., Vol. 29, pp. 189-190, 1999.
[5] W. Koechner, M. Bass, *Solid state laser engineering*, P. 67 Physics and Astronomy, New York, 2002.
[6] L.V. Shachkin, “Passivly Q-switched Yb, Er: phosphate glass laser”, Quant. Electron., Vol. 36, pp. 106-110, 2006.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

ساخت تک لایه ضد بازتاب پهن باند بر زیر لایه سیلیکونی به روش متخلخل سازی به وسیله سونش شیمیایی

پریسا حسینی زاده، فاطمه ملک محمد، محمد ملک محمد

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه اصفهان

چکیده – یکی از روش‌های موثر ساخت تک لایه ضد بازتاب، سونش شیمیایی به کمک فلز (MACE) در دمای محیط است. نانو ساختار-های سیلیکونی با لایه‌نشانی نانو ذرات نقره به روش غوطه وری در بازه‌های زمانی متفاوت و زمان سونش مختلف بر روی زیر لایه سیلیکون ساخته شده‌اند. بازتاب سطح متخلخل سیلیکون با زمان لایه نشانی ۴۰ ثانیه و مدت زمان سونش ۵ ساعت، در بازه طیفی ۵۰۰۰-۴۰۰ نانومتر به کمتر از ۲/۱٪ رسیده است. بنابراین می‌توان با هزینه کم و بدون تجهیزات پیشرفته در دمای محیط، به ساختار تک لایه ضدبازتاب در پهنای طیفی وسیع دست یافت، که در بسیاری از سامانه‌های اپتیکی و یاخته‌های خورشیدی برای افزایش بازده و کارایی کاربرد دارد.

کلید واژه- یاخته‌های خورشیدی، لایه ضد بازتاب، سطح متخلخل، MACE

Fabrication of single anti-reflection layer by introducing porous structure on silicon substrate by using chemical etching

Parisa Hosseinizadeh, Fatemeh Malekmohammad, Mohammad Malekmohammad

Science faculty, Physics department, Esfahan University

Abstract- Metal assisted chemical etching (MACE) method is an effective process for the fabrication of single anti-reflection layer at room temperature. Nanostructures on silicon substrate with different immersion coating time and different etching time have been fabricated. The reflection on porous surface with coating and etching time of 40s and 5h respectively, in spectral range of 400-5000 nanometer have been achieved lower than 2.1%. Therefore, the structure of single anti-reflection layer in wide spectral range can be obtained through low cost and without advanced equipment at room temperature, that is used in many optic systems and solar cells to increase efficiency and performance.

Keywords: Anti-reflection layer, Porous surface, MACE, Solar cells

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

در بسیاری از سامانه‌های اپتیک، بازتاب از سطوح المان‌ها باعث کاهش کارایی سامانه می‌شود. برای مثال یاخته‌های خورشیدی برای افزایش بازده و بهینه نمودن کارایی به سطوحی با حداقل بازتاب نیازمند هستند تا بتوانند حداکثر فوتون‌های نور فرودی را جذب و به انرژی الکتریکی تبدیل کنند. معمولا برای کاهش بازتاب از لایه ضدبازتاب استفاده می‌کنند. برای افزایش پهنای باند میتوان از چند لایه استفاده نمود، که عملکرد آنها بر اساس لایه‌های چارک موج است، ولی بهترین عملکرد لایه‌های ضدبازتاب، تنها برای زاویه فرود و قطبش خاص و همچنین پهنای طیفی محدود رخ می دهد[۲و۱].

در سال‌های اخیر به کمک آرایه‌های نانو ساختار توانستند تک لایه ضدبازتاب متخلخل در پهنای طیف وسیع، با زاویه فرود زیاد و مستقل از قطبش نور فرودی را جایگزین لایه‌های ضدبازتاب معمولی کنند[۳]. تکنیک‌های مختلفی مانند: سونش با یون‌های فعال(RIE)[1] ، لیتوگرافی تداخلی و لیتوگرافی کلوئیدی برای تولید نانو ساختارهای ضدبازتاب وجود دارد، اغلب آن‌ها نیازمند تجهیزات گران قیمت و عملکرد پیچیده است که آن‌ها را برای کار در صنعت نامطلوب می‌کند[۵ و۴]. در مقابل، روش سونش شیمیایی به کمک فلز (MACE)[2] یک روش اقتصادی و کارآمد برای تولید صنعتی تک لایه متخلخل است. همچنین بر خلاف آرایه‌های نانوسیم از ساختارهای سوزنی شکل تشکیل نشده و شکننده نیستند، بنابراین در محیط‌های سخت و خشن فشار بیشتری را تحمل می-کنند و طول عمر بیشتری خواهند داشت[۶]. در این روش می توان خود زیر لایه را متخلخل نمود که مناسب-تر از یک لایه تخلخل اضافی است، زیرا مشخصات ضریب شکست آن در تمام بازه طول موجی با زیر لایه یکسان است و بنابراین لایه ضدبازتاب می‌تواند بسیار پهن باند باشد. همچنین مشخصات گرمایی و مکانیکی لایه ضدبازتاب و زیر لایه تقریبا یکسان خواهد بود[۷]. این روش شامل دو مرحله است : رسوب نانو ذرات فلزی و سونش شیمیایی. در مرحله رسوب فلز از نانو ذرات نقره که به عنوان کاتالیست روی سطح سیلیکون عمل می‌کنند استفاده می‌شود و در مرحله سونش شیمیایی، سیلیکون در معرض آب اکسیژنه اکسید می شود و توسط HF خوردگی صورت می گیرد.

واکنش‌هایی که در روش MACE برای سونش سیلیکون انجام می‌شود به قرار زیر است:

$$H_2O_2 + 2H^+ + 2e^- \rightarrow 2H_2O$$

$$Si + 2H_2O \rightarrow SiO_2 + 4H^+ + 4e^-$$

$$SiO_2 + 6HF \rightarrow H_2SiF_6 + 2H_2O$$

$$Si + 2H_2O_2 + 6HF \rightarrow H_2SiF_6 + 4H_2O \quad \text{(Overall)}$$

در این تحقیق از $AgNO_3$ برای تولید نانو ذرات نقره استفاده می‌شود. H_2O_2 نه تنها به سونش سیلیکون کمک می‌کند، بلکه یون‌های نقره را طبق واکنش زیر به نانو ذرات نقره تبدیل می‌کند[۸].

$$2Ag^+ + H_2O_2 \rightarrow O_2 + 2H^+ + 2Ag$$

در این تحقیق زمان سونش سیلیکون و زمان لایه نشانی نانو ذرات نقره برای داشتن بهترین لایه ضدبازتاب بهینه شده است.

۲- روش ساخت نمونه

در این تحقیق از ویفر سیلیکون نوع n با جهت‌گیری <۱۰۰> استفاده شده است. ابتدا ویفرهای سیلیکون در استون تمیز شده و چندین بار با آب مقطر شسته شدند. نمونه‌ها در محلول لایه‌نشانی نقره که حاوی نمک $AgNO_3$ (۰/۰۰۵M) و اسید HF (۴/۶M) است به مدت زمان ۲۰، ۳۰، ۴۰ و ۵۰ ثانیه غوطه‌ور شده و سپس در محلول سونش حاوی H_2O_2 (۰/۴۴M) و HF (۴/۶M) به مدت زمان ۰/۵، ۱، ۲ و ۵ ساعت، در دمای اتاق شناور شدند، سپس در محلول رقیق اسید نیتریک و آب اکسیژنه به نسبت حجمی ۱:۱ قرار گرفتند تا نقره اضافی روی سطح زدوده شود. در نهایت نمونه‌ها با آب مقطر شسته و خشک شدند. ساختار نمونه‌ها با استفاده از تصاویر میکروسکوپ الکترونی (SEM)[3] و همچنین طیف بازتاب آن‌ها در بازه ۲۵۰۰-۴۰۰ نانومتر توسط دستگاه UV-VIS spectrophotometer و در بازه ۵۰۰۰-۲۵۰۰ نانومتر توسط دستگاه FTIR spectrophotometer اندازه گیری شده است.

[1] Reactive ion etching

[2] Metal-assisted chemical etching

[3] Scanning electron microscope

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۳- نتایج و تحلیل داده ها

جدول۱: مشخصات نمونه‌های تهیه شده.

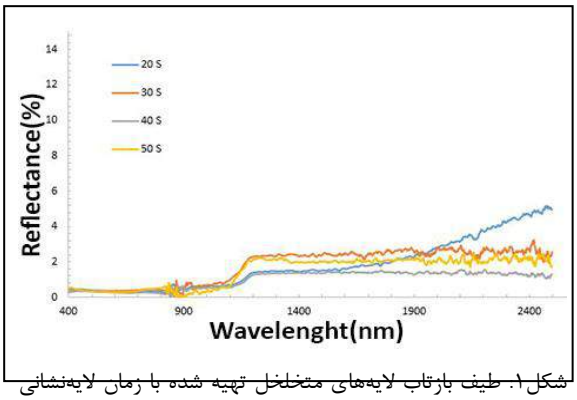
میانگین بازتاب (%)	بازتاب (%) (۵۰۰۰-۲۵۰۰nm)	بازتاب (%) (۲۵۰۰-۴۰۰nm)	زمان سونش (hour)	زمان لایه نشانی (s)	غلظت $AgNO_3$ (mol/lit)
۱۴/۳۵	۱۴/۶-۲۸/۳۲	۰/۹۱-۱۵/۵۷	۰/۵ h	۲۰ s	۰/۰۰۵
۱۳/۸۱	۱۲/۶۵ -۲۵/۹	۰/۷۹-۱۲/۷۴	۱h		
۸/۱۲	۸/۰۲-۱۶/۷۰	۰/۶۵-۷/۰۸	۲h		
۵/۵۰	۵/۱۰-۱۳/۵۹	۰/۵۰-۴/۷۶	۵h		
۱۲/۴۹	۱۳/۱-۲۳/۲۸	۰/۸۳-۱۴/۸۹	۰/۵ h	۳۰ s	
۵/۸۵	۶/۴۵-۱۰/۹۰	۰/۷۲-۶/۷۹	۱h		
۳/۸۵	۳/۵۴-۸/۱۸	۰/۶۲-۴/۵۱	۲h		
۲/۳۹	۱/۹۹-۴/۹۷	۰/۳۰-۲/۵۵	۵h		
۱/۵۶	۰/۷۵ – ۲/۰۷	۰/۲۹ -۱/۳۲	۵ h	۴۰s	
۲/۰۴	۱/۳۸-۴/۵۷	۰/۵۰-۱/۷۳	۵ h	۵۰ s	

زمان لایه‌نشانی نانو ذرات نقره و زمان سونش سیلیکون تاثیر مستقیم در ابعاد و عمق نانو حفره‌های ایجاد شده دارند .

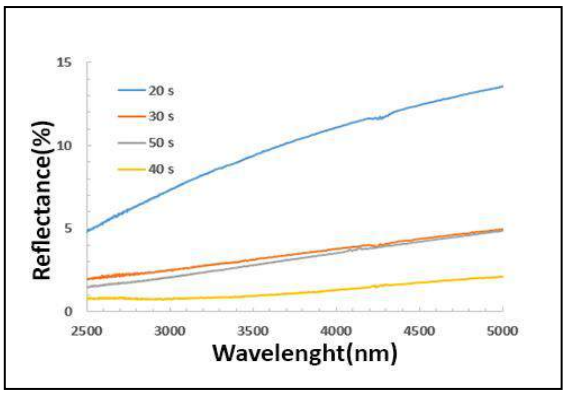
با افزایش زمان سونش ،عمق نانو حفره‌ها افزایش می‌یابد که تاثیر مستقیم در مقدار بازتاب از سطح دارد. هر چه عمق نانو حفره‌ها بیشتر باشد، ضریب شکست به تدریج افزایش می‌یابد که باعث کاهش بیشتر بازتاب می شود. با توجه به جدول شماره۱و شکل شماره ۳، افزایش زمان سونش در شرایط یکسان منجر به کاهش قابل توجه مقدار بازتاب در بازه طیفی ۵۰۰۰-۴۰۰ نانومتر شده است.

با افزایش زمان لایه‌نشانی ابعاد نانو ذرات نقره بزرگتر و در نتیجه ابعاد حفره‌ها نیز بزرگتر می‌شود، از طرفی ابعاد حفره‌ها باید به اندازه کافی کوچک باشند تا مانع پراکندگی نور شوند[۶].

همچنین با افزایش زمان لایه‌نشانی، غلظت یون‌های نقره روی سطح افزایش پیدا می‌کند، در صورتی که غلظت به اندازه کافی زیاد باشد نانو ذرات نقره روی سطح ویفر پخش شده و در سطح زیرین نانو ذرات نقره، سیلیکون به SiO_2 اکسید می‌شود و توسط HF خوردگی صورت می‌گیرد. در این صورت تعداد کمی از نانو ذرات نقره روی سطح باقی می‌مانند چون بقیه نانو ذرات در نانو حفره‌ها فرو رفته و با ادامه زمان سونش عمق حفره‌ها افزایش پیدا می‌کند، اما اگر غلظت نانو ذرات نقره بیش از حد زیاد باشد، تمام سطح سیلیکون پوشیده از نانو ذرات نقره می-شود و شرایط سونش در زیر سطح فراهم نمی‌شود و تنها حفره‌های سطحی و کم عمق تشکیل می‌شوند و مقدار بازتاب افزایش می‌یابد. علاوه بر این در زمان لایه‌نشانی کوتاه به دلیل غلظت کم نانو ذرات نقره، تعداد و ابعاد نانو ذرات نقره و در نتیجه حفره‌های ایجاد شده کم می‌شود و مانع کاهش بازتاب می‌شود. در نتیجه برای زمان لایه نشانی نانو ذرات نقره یک زمان بهینه وجود دارد که در این آزمایش طبق شکل ۱و۲، بهینه زمان لایه‌نشانی ۴۰ ثانیه به دست آمده است.

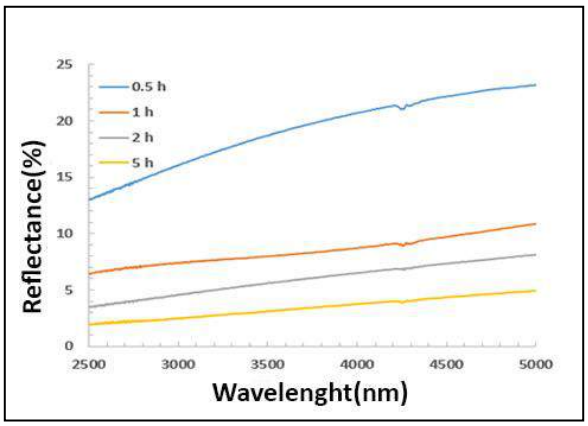


شکل۱. طیف بازتاب لایه‌های متخلخل تهیه شده با زمان لایه‌نشانی ۲۰، ۳۰، ۴۰و ۵۰ ثانیه در مدت زمان سونش ۵ ساعت.(در بازه طیفی ۲۵۰۰-۴۰۰ نانومتر)



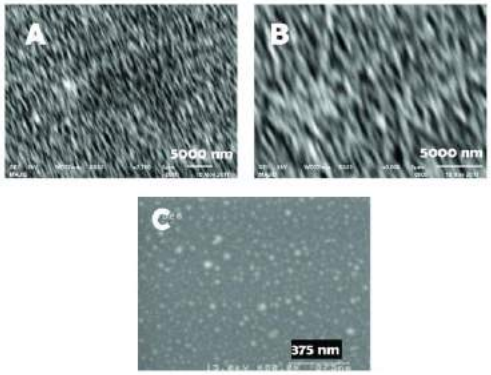
شکل ۲: طیف بازتاب لایه های متخلخل تهیه شده با زمان لایه نشانی ۲۰، ۳۰، ۴۰ و ۵۰ ثانیه در مدت زمان سونش ۵ ساعت. (در بازه طیفی ۵۰۰۰-۲۵۰۰ نانومتر)

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد



شکل ۳: طیف بازتاب لایه های متخلخل تهیه شده با زمان لایه نشانی ۳۰ ثانیه در مدت زمان سونش ۰/۵، ۱، ۲و ۵ ساعت. (در بازه طیفی ۵۰۰۰-۲۵۰۰ نانومتر.)

شکل ۴، تصاویر SEM نمونه‌ها را با زاویه ۳۰ درجه نشان می‌دهد. با توجه به ساختار نمونه‌ها و در مقایسه با تصویر C که نانو ذرات استفاده شده در متخلخل‌سازی را نشان می‌دهد، با افزایش زمان سونش و زمان لایه‌نشانی نانو ذرات، تخلخل سطح سیلیکون افزایش می‌یابد.



شکل۴: تصاویر میکروسکوپ الکترونی (SEM)، A : زمان سونش ۲ ساعت و زمان لایه نشانی ۳۰ ثانیه. B : زمان سونش ۵ ساعت و زمان لایه نشانی ۴۰ ثانیه. C: نانو ذرات استفاده شده برای متخلخل سازی.

برای رسیدن به کمترین مقدار بازتاب در بازه ۵۰۰۰-۴۰۰ نانومتر، باید به بهینه زمان سونش سیلیکون و زمان لایه‌نشانی نانو ذرات نقره رسید. با توجه به نمودارهای شکل ۱، ۲و ۳، مقدار بازتاب در مدت زمان سونش ۵ ساعت و زمان لایه‌نشانی ۴۰ ثانیه در بازه طیفی ۲۵۰۰-۴۰۰ نانومتر به حدود ۱/۳۲٪ و در بازه طیفی ۵۰۰۰-۲۵۰۰ نانومتر به حدود ۲/۰۷٪ رسیده است. بنابراین می‌توان با هزینه کم و بدون تجهیزات پیشرفته، لایه با بازتاب کم در پهنای طیفی وسیع ساخت، که در بسیاری از صنایع از جمله یاخته‌های خورشیدی کاربرد فراوان دارد.

۴- نتیجه گیری

در این پژوهش نمونه‌ها در زمان لایه‌نشانی و زمان سونش متفاوت با غلظت HF (۴/۶ M) ، H_2O_2 (۰/۴۴ M) و $AgNO_3$ (۰/۰۰۵ M) ساخته شدند که در زمان لایه-نشانی ۴۰ ثانیه و زمان سونش ۵ ساعت، بهینه بازتاب به حدود ۱/۵ ٪ رسیده است.

مراجع

[1] Douglas S. Hobbs, Bruce D. MacLeod, “Design, fabrication, and measured performance of anti-reflecting surface textures in infrared transmitting materials”, Proc. SPIE, Vol. 5786, No. 5786, p. 578640, 2005.

[2] L. L. Ma, Y. C. Zhou, N. Jiang, X. Lu, J. Shao, W. Lu, J. Ge, “Wide-band black silicon based on porous silicon”, Applied physics letters, Vol. 88, No. 17, p. 171907, 2006.

[3] T. song, S.-T. Lee, B. Sun, “Silicon nanowires for photovoltaic application: The progress and challenge”, Nano Energy, Vol. 1, No. 5, pp. 654-673, 2012.

[4] WK. To, CH. Tsang, HH. Li, Z. Huang, “Fabrication of n-type Mesoporous Silicon Nanowires by One-step Etching”, Nano Lett, Vol. 11, pp. 5252-5258, 2011.

[5] K. Peng, X. Wang and S. T. Lee, “Silicon nanowire photoelectrochemical solar cells”, Applied Physics Letters, Vol. 92, No. 16, p. 163103, 2008.

[6] Lu. Yen-Tien, Andrew R. Barron, “Nanopore-type black silver-assisted chemical etching”, physical Chemistry chemical Physical, Vol. 15, No. 24, pp. 9862-9870, 2013.

[7] Cai. Jinguang, Qi. Limin, “Recent advances in antireflective based on nanostructure arrays”, Material Horizons, Vol. 2, pp. 37-53, 2015.

[8] K. Peng, A. Lu, R. Zhang and S. T. Lee, “Motility of metal nanoparticles in silicon and induced anisotropic silicon etching”, Advanced Functional Materials, Vol. 18, No. 19, pp. 3026-3035, 2008.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

بررسی انتشار پالس گاوسی از یک سیستم تار نوری به روش ماتریسی

فاطمه نگهبان، علیرضا کشاورز، محسن حاتمی

دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شیراز، شیراز

چکیده – امروزه بررسی انتشار پالس در سیستم فیبر نوری موضوعی با اهمیت است. روش معمول حل معادله موج حاکم است که در بسیاری از سیستم‌های تار نوری پیچیده است. در این مقاله ضمن معرفی روش ماتریس ABCD، برای یک سیستم خاص شامل مدولاتور دامنه AM و فیلترهای اپتیکی و یک خط پاشنده ماتریس های زمانی معرفی شده و با استفاده از آن‌ها شبیه سازی خروجی مورد نظر با وارد کردن پالس گاوسی به این سیستم نوری انجام می‌گردد. نتایج حاصل به عنوان یک پالس مدوله شده در لیزر های تار نوری قفل شده مد قابل استفاده است.

کلید واژه- پالس گاوسی، ماتریس ABCD، مدولاتور دامنه، فیلتر گذردهی

Investigation of Gaussian Pulse Propagation in an Optical Fiber System with Matrix Method

Fateme Negahban, Alireza Keshavarz, Mohsen Hatami

Department of Physics, Shiraz University of Technology, Shiraz

Abstract-Todays, investigation of pulse propagation in an optical system is an important topic .The usual method is solving the wave equation which is complicated in many optical fiber systems. In this paper in addition to introduce the ABCD matrix method, a specific system including amplitude modulator, optical band pass filter and dispersive line is considered and the temporal matrices is introduced, then with considering a Gaussian pulse as input, the output is simulated. Results can be used as a modulated pulse in mode locking fiber lasers.

Keywords: Gaussian pulse, temporal matrix, ABCD matrix, AM modulator

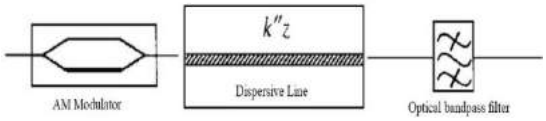
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

استفاده از ادوات نوری به ویژه تارهای نوری می تواند به انتقال سریع‌تر، بهتر و دقیق‌تر اطلاعات کمک کند[۱]. یک پالس می تواند در فضای آزاد، هوا و یا تار نوری منتشر شود[۲]. در این راستا شبیه سازی انتشار پالس این سیستم‌ها از اهمیت خاصی برخوردار است. روش معمول برای شبیه‌سازی و شناخت تحول زمانی پالس در این سیستم‌ها شناخت و حل معادلات حاکم است که به دلیل پیچیدگی حل تحلیلی برای دستیابی به جواب باید به حل عددی متوسل شد. با این وجود هنوز هم می‌توان با استفاده از روش ماتریسی ABCD در بعد زمان به حل تحلیلی پرداخت. هر چند این روش به دلیل عدم شناخت ماتریس حاکم همیشه امکان‌پذیر نیست و هم‌چنین از تقریب های لازم نمی‌توان چشم پوشی کرد با این وجود در بسیاری از موارد بسیار سودمند است. در این مقاله ضمن معرفی این روش به اعمال آن برای یک سیستم تار نوری خاص شامل مدولاتور دامنه، یک فیلتر و یک خط پاشنده که از مهم‌ترین المان‌های یک سیستم تار نوری هستند پرداخته می‌شود.

۲- مبانی نظری

در طراحی یک سیستم نوری پارامترهای متفاوتی مانند مدولاتور دامنه، مدولاتور فرکانس، فضای آزاد، فیلترهای گوناگون و غیره را می توان به کار برد. مطابق شکل ۱ فرض کنید یک سیستم تار نوری شامل مدولاتور دامنه AM، مسیر پاشنده و فیلتر گذردهی نور می باشد. پس از ورود پالس به فیبر نوری از یک مدولاتور دامنه عبور می کند و پس از آن یک مسیر پاشنده (که اصطلاحا آن را خط پاشنده می نامیم) و در نهایت یک فیلتر باند عبوری نوری در مسیر آن قرار خواهد گرفت. مدولاتور دامنه از دسته ی مدولاتورهای آنالوگ است و وظیفه ی کنترل دامنه‌ی پالس را به عهده دارد. بهره‌گیری از فیلترهای قابل تنظیم نیز در سیستم‌های مخابرات نوری به دلیل افزایش طول موج ارسالی و دریافتی کانال‌ها و هم‌چنین کاهش ابعاد قطعات رو به افزایش است[۳]. بنابراین می‌توان دلیل انتخاب سیستم نوری مورد نظر را دریافت.



شکل ۱ سیستم نوری طراحی شده شامل مدولاتور دامنه، فیلتر و محیط پاشنده

پالس ورودی سیستم بالا یک پالس گاوسی خواهد بود. برای یک پالس گاوسی به عنوان ورودی می‌توان رابطه‌ی زیر را در نظر گرفت[۴]

$$U(0,T) = exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{T}{T_0}\right)^2\right] \qquad (۱)$$

در این رابطه T_0 مقدار نصف عرض در $1/e$ نقطه‌ی شدت را نشان می‌دهد. اما مقدار دامنه ی عبارت $U(z,\mathrm{T})$ در فاصله‌ی z در طول سیستم تار نوری ساده با استفاده از رابطه ی زیر محاسبه می شود[۵]

$$U(z,T) = \frac{T_0}{(T_0^2 - i\beta_2 z)^{1/2}} exp(\frac{-T^2}{2(T_0^2 - i\beta_2 z)}) \qquad (۲)$$

بنابراین یک پالس گاوسی در طول انتشار شکل خود را حفظ می کند اما با تغییر مقدار z عرض پالس متغیر خواهد بود.

۲-۱ ماتریس ABCD در حوزه‌ی زمان

هنگام ورود پرتو به یک سیستم نوری و عبور آن از عناصر متفاوت نوری پارامتر q ورودی به پارامتر q خروجی تبدیل خواهد شد. در این شرایط می‌توان اثر هر کدام از عناصر نوری را به صورت یک ماتریس $ABCD$ نمایش داد. با دانستن پارامتر q_{in} پرتو گاوسی و عناصر ماتریس انتقال پرتو می‌توان مقدار q_{out} را از قانون

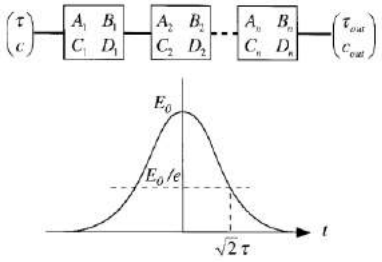
$$q_{out} = \frac{Aq_{in} + B}{Cq_{in} + D} \qquad (۳)$$

بدست آورد. در بعد زمانی پارامتر q با استفاده از رابطه‌ی زیر مشخص خواهد شد[۶]:

$$\frac{1}{q} = \frac{1}{\tau^2} - jC \qquad (۴)$$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

که τ مقدار $1/e$ پهنای پالس و C چیرپ شدگی را نمایش می دهند.



شکل۲. نمودار ماتریس ABCD حوزه‌ی زمان بر اساس توزیع دامنه[۶]

۲-۲ مدولاتور دامنه

معادله‌ی اصلی برای یک مدولاتور دامنه به صورت تقریبی مانند زیر نوشته می‌شود

$$\exp[-M(1-\cos\omega t)]\cong\exp[-\frac{1}{2}M\omega t^2] \qquad (۵)$$

بنابراین پس از گذشت پالس ازین بخش عامل $1/q_{out}$ به شکل زیر خواهد بود

$$\frac{1}{q_{out}}=\frac{1}{\tau^2}-jC+\alpha_a \qquad (۶)$$
$$\alpha_a=M\omega_M^2$$

M دامنه‌ی مدولاسیون و ω_M فرکانس زاویه‌ای مدولاسیون هستند. بنابراین عناصر ماتریس $ABCD$ با ماتریس زیر بیان می‌شوند

$$\begin{pmatrix}1 & 0\\ \alpha_a & 1\end{pmatrix} \qquad (۷)$$

تمام عناصر ماتریس مقادیری حقیقی هستند و از رابطه‌ی $-1\le(A+D)/2\le1$ تبعیت می‌کنند.

۲-۳ فیلتر گذردهی نوری

با کمک یک تقریب سهموی فیلتر گذردهی نوری برای فیبر معادله‌ی زیر را برآورده می‌کند

$$\frac{\partial u}{\partial z}=\frac{\gamma}{\Delta\omega^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}u \qquad (۸)$$

پارامتر γ قابلیت انتقال فیلتر در طول واحد برای فرکانس مرکزی یعنی $\omega=\omega_0$ را اندازه‌گیری می‌کند و $\Delta\omega$ مقدار نصف پهنا را در میانه‌ی مقدار بیشینه نشان می‌دهد. بنابراین ماتریس مورد نظر برای فیلتر به صورت زیر خواهد بود

$$\begin{pmatrix}1 & 2\gamma/\Delta\omega^2\\ 0 & 1\end{pmatrix} \qquad (۹)$$

بهره‌ی نوری از عنصر فعال به طور همزمان در این ماتریس بیان می‌گردد که در آن γ و $\Delta\omega$ به ترتیب ضریب بهره و پهنای پالس می‌باشند.

۲-۴ خط پاشنده

پارامترهای یک ماتریس $ABCD$ پس از گذشتن از یک محیط پاشنده در بعد زمان به صورت زیر نمایش داده می‌شوند[۶]

$$\begin{pmatrix}1 & jk''z\\ 0 & 1\end{pmatrix} \qquad (۱۰)$$

این ماتریس نشان دهنده‌ی یک محیط پاشنده با فاصله‌ی z و با ضریب پاشندگی k'' است.

از قانون ضرب ماتریس‌ها جهت ردیابی پرتو در خروجی استفاده خواهد شد. برای این کار از ماتریس‌های معرفی شده برای هر عنصر نوری کمک می‌گیریم[۷].

$$F_{AM}F_{filter}F_{DL}=\begin{pmatrix}1 & 0\\ \alpha_a & 1\end{pmatrix}\begin{pmatrix}1 & 2\gamma/\Delta\omega^2\\ 0 & 1\end{pmatrix}\begin{pmatrix}1 & jk''z\\ 0 & 1\end{pmatrix} \qquad (۱۱)$$
$$=\begin{pmatrix}1 & jk''z+2\gamma/\Delta\omega^2\\ \alpha_a & \alpha_a jk''z+1+2\alpha_a\gamma/\Delta\omega^2\end{pmatrix}$$

مقدار عبارت $2\alpha_a\gamma/\Delta\omega^2$ بسیار کوچک‌تر از واحد است. بنابراین در محاسبات و شبیه سازی‌ها در نظر گرفته نمی‌شود. در نتیجه شکل کلی ماتریس انتقال به صورت زیر خواهد بود

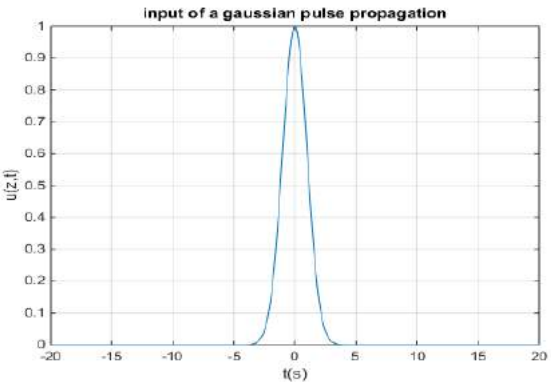
$$F_{Total}=\begin{pmatrix}1 & jk''z+2\gamma/\Delta\omega^2\\ \alpha_a & \alpha_a jk''z+1\end{pmatrix} \qquad (۱۲)$$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

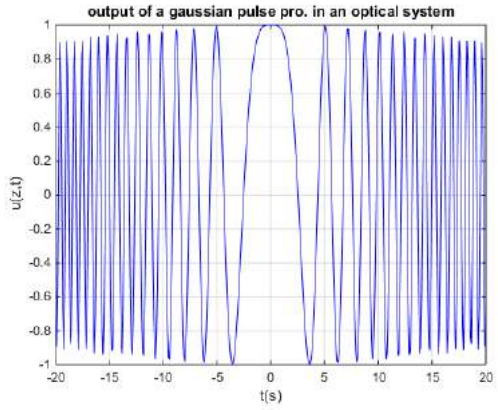
۳- شبیه سازی

در این مقاله شبیه سازی انتشار پالس ورودی پالس گاوسی بدون چیرپ شدگی مطابق شکل ۳ از سیستم تار نوری معرفی شده در شکل ۱ شامل مدولاتور دامنه و فیلتر گذردهی نوری و سپس خط پاشنده توسط نرم‌افزار متلب انجام شده است. در این‌جا سعی شده است از ماتریس‌ها در بعد زمان استفاده شود. از طرفی در طراحی سیستم‌ها معمولا از اثرات پاشندگی و غیرخطی فیبرها صرف نظر می‌شود که در این مقاله اثر پاشندگی در محاسبات در نظر گرفته شده است. همچنین در شبیه سازی‌ها $z=100(m)$ و $\gamma=0.02(W^{-1}m^{-1})$ می‌باشند.

شبیه سازی انشار پالس از سیستم مورد نظر با استفاده از ماتریس انتقال (۱۲) و قانون $ABCD$ معرفی شده با رابطه (۳) در حوزه زمان به سادگی امکان پذیر بوده و نتیجه در شکل ۴ گزارش شده است. همان طور که انتظار می‌رفت پس از ورود پالس گاوسی به سیستم مورد نظر شکل پالس دچار دگرگونی زمانی در طول انتشار ناشی از تاثیر سه المان طراحی شده گردیده است. همان گونه که مشاهده می‌شود استفاده از روش ماتریسی به شرط شناخت ماتریس $ABCD$ هر المان جایگزین مناسبی برای حل معادلات انتشار حاکم می‌باشد. نتایج حاصل از انتشار پالس در سیستم تار نوری معرفی شده در لیزرهای فیبری قفل شده مد قابل استفاده است.



شکل ۳ شبیه سازی یک پالس گاوسی بدون چیرپ شدگی به عنوان ورودی $t=T/T_0$.



شکل ۴ تغییرات پالس گاوسی پس از گذشتن از سیستم طراحی شده

نتیجه گیری

در این مقاله به معرفی روش ماتریسی برای تحلیل انتشار پرتو گاوسی برای یک سیستم تار نوری بویژه شامل مدولاتور دامنه، یک فیلتر و یک خط پاشنده که از مهم‌ترین المان‌های یک سیستم تار نوری هستند با در نظر گرفتن اثر پاشندگی پرداخته شد. در صورت دانستن ماتریس‌های زمانی و پارامترهای آن‌ها استفاده از روش ماتریسی $ABCD$ جایگزین مناسبی برای حل معادلات انتشار پالس می‌باشد. نتایج حاصل از بررسی انتشار پالس در لیزر های فیبری حلقوی قفل شده مد و در بسیاری از طراحی های سیستم های ارتباطی تار نوری روشی ساده و پرکاربرد می باشد.

مراجع

[1] Agrawal, Govind P. "*Optical receivers*." Fiber-Optic Communication Systems, Fourth Edition (2010): 128-181.

[2] A. Yariv, *Introduction to Optical Electronics.* New York: Holt, Rinehart, and Winston, 1971

[۳] بهمء، زهرا. لطفی، حسین. جمشیدی‌قلعه، کاظم، *پایان‌نامه: طراحی فیلترهای تمام نوری با استفاده از بلورهای فوتونی یک بعدی*، ص ۴-۹، ۱۳۹۰

[4] Mookerjee, S., and A. Yariv. *Analysis of Optical Pulse Propagation with ABCD Matrices*. No. physics/0103011. 2001.

[5] Agrawal, Govind P. *Nonlinear fiber optics*. Academic press, 2007.

[6] Nakazawa M, Kubota H, Sahara A, Tamura K. *Time-domain ABCD matrix formalism for laser mode-locking and optical pulse transmission*. IEEE Journal of Quantum Electronics. 1998 Jul; 34(7):1075-81.

[7] Verdeyen, J. T., *Laser electronics. Laser electronics/2nd edition*, 1989, 640 p.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

فانو سوییچ نوری مبتنی بر بلور فوتونی بهبود یافته

محمدحسن یاوری، محمدحسن رضایی

دانشگاه شاهد، دانشکده فنی و مهندسی، کد پستی: ۳۳۱۹۱۱۸۶۵۱

چکیده – در این تحقیق یک سوییچ تمام نوری با طیف عبور فانو ارائه شده است که نسبت به نمونه قبلی این نوع سوییچ ها، شاهد طیف فانوی تیز تر و با کنتراست بیشتر و در نتیجه مصرف توان کمتر می باشیم. در افزاره جدید با بهبود ضریب کیفیت کاواک فعال در طیف فانو به مشخصات بهتری دست یافته ایم. در این مقاله شبیه سازی ساختار ارائه شده با روش *FDTD* انجام شده است و برای مقایسه ساختار بهبود یافته با ساختار قبلی، به نقش بهبود ضریب کیفیت کاواک ها در بهبود طیف فانو پرداخته شده است و در نتیجه انطباق یافته ها با طیف عبور خروجی و مقایسه طیف خروجی با سوییچ قبلی صورت می پذیرد.

کلید واژه- سوییچ نوری، سوییچ زنی تمام نوری، فانو سوییچ، بلور فوتونی

Improved Fano All Optical Switch based on Photonic Crystal Slabs

Mohammad Hasan Yavari, Mohammad Hasan Rezaei

Shahed University , Faculty of Engineering, ZIP code: 3319118651

Abstract-In this research, an all optical fano switch based on photonic crystal slab which has a fano shape transmission spectrum is demonstrated. fano resonance characteristics is improved toward high contrast and sharper spectrum. In proposed device, the quality factor of the active cavity is compared with old structures and the improvement of quality factor is addressed. The structure has been simulated by FDTD. The proposed device because of its so sharp transmission spectrum will be in kind of devices which consume very low energy. Output spectrum of the modified switch is validated by the results reported in the literature.

Keywords: Optical switch , All optical switching , Fano switch , Photonic Crystal

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

در یک دهه اخیر ، فناوری های مبتنی بر فوتونیک در ارتباطات داده جهانی به امری فراگیر تبدیل شده است [۱] . افزایش روز افزون پهنای باند داده، نیازمندی های مصرف توان پایین و مقرون به صرفه بودن ارتباطات داخلی نوری برچیپ [۲]، یک نقشه ی راه را برای نیازمندی های طراحی اجزای فوتونیکی ترسیم نموده است [۳], [۴] .

یکی از انواع این ساختارهای مبتنی بر کاواک که اخیرا توسط مورک و همکاران [۵] در دانشگاه دانمارک توسعه داده شده است و می توان آن را نسل جدیدی از ساختارهای کاواک-موجبر به حساب آورد، ساختاری است مبتنی بر رزونانس فانو که در آن طیف فرکانسی خروجی دارای تغییری شدید و ناگهانی می باشد که موجب می گردد در مقایسه با طیف معمول لورنتزین، مصرف توان افزاره کاهش یافته و همچنین مشخصه کنتراست بهبود یابد که از این نوع ساختار ها می توان در طراحی سوییچ های مبتنی بر بلور فوتونی با مصرف انرژی فوق پایین بهره جست. در مقاله پیشرو ساختاری مبتنی بر بلور فوتونی با بالک InGaAsP جهت دستیابی به این طیف ارائه گردیده است.

۲- طراحی ساختار

مشخصات ساختار ارائه شده در مقاله عبارت است از یک تیغه بلور فوتونی با ساختار مثلثی، و حفره های هوا که برای انتشار موج TE مناسب می باشد. ثابت شبکه، ضخامت و شعاع حفره به ترتیب ۰/۴۶ μm، ۰/۲ μm و ۰/۱۱۵μm می باشد. در شکل ۲-الف، موجبر L۱ با حذف یک ردیف از حفره ها، و کاواک ها نیز از شیفت دو حفره کنار هم در ساختار ایجاد شده است. طراحی ساختار به گونه ای است که برای طول موج مخابراتی۱/۵۵ میکرومتر مناسب می باشد[۶].

جنس ماده به کاررفته شده در تیغه، InGaAsP دارای پیک فوتولومینسانس در طول موج ۱/۴۷ μm می باشد. ساختار، یک ساختار کاواک- موجبر بوده که در آن از دو کاواک برای ایجاد طیفی تیز تر از طیف لورنتزین با نام طیف فانو، استفاده شده است.

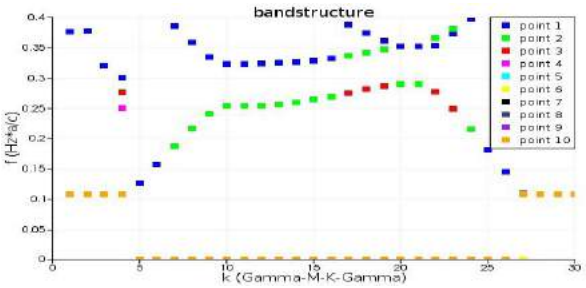
طول عمر یک کاواک یا Q بیانگر میزان انرژی ذخیره شده در کاواک به انرژی اتلافی در هر سیکل نور می باشد. هنگامی که ماده کاواک دارای جذب نباشد، انرژی اتلافی تنها توسط تلف تشعشعی از سطح کاواک صورت می گیرد [۷] . ساختار باندی این ساختار با شبیه سازی توسط نرم افزار لومریکال به فرم شکل ۱ خواهد بود. همانطور که مشاهده می گردد ساختار برای طول موج مرکزی حدود ۱/۵۵ میکرومتر طراحی شده است (a =۰/۴۶).

در این ساختار کاواک شماره ۱ با شیفت به دو طرف به اندازه ۹۲ nm به وجود آمده است، و حفره های دوم و سوم هر طرف کاواک نیز به ترتیب به اندازه ۱۱/۵ nm و ۹۲ nm به دو طرف شیفت یافته اند (شکل۳). همچنین حفره شماره ۲ از شیفت دو حفره کناری به اندازه۸۵ nm به دو طرف و همچنین دو حفره دوم به اندازه۲۰ nm به هر طرف ایجاد شده است. از آنجا که پروفایل میدان نور کوپل شده به یک کاواک معمولی که با شیفت ساده دو حفره از هر طرف ایجاد شده است دارای پوش میدان الکتریکی مثلثی می باشد، بنابراین به نظر می رسد با توجه به اینکه فرم مثلثی دارای تغییرات ناگهانی نور در برخورد با دیواره های سفت است، با بهبود دیواره های کاواک به نحوی که پوش حالت گوسی پیدا کند (شکل ج -۲)، و به عبارتی شدت تغییرات در برخورد با دیواره ها کاهش یابد، تلفات تشعشعی از تیغه به غلاف (هوا) کاهش و در نتیجه Q کاواک افزایش یابد[۸] و این دقیقا همان کاری است که برای کاواک شماره ۱ همانطور که پیشتر مقادیر آن بیان شد، در این مقاله انجام شده است (شکل۳). روش های مختلفی برای محاسبه طول عمر مد های یک کاواک بلور فوتونی یا متناظرا Q وجود دارد یکی از این روش ها که در آن از شکل طیف عبور استفاده می شود، عبارت است از FWHM مربوط به شکل لورنتزین تبدیل فوریه میدان خروجی که در اینجا مد TE و درنتیجه میدان الکتریکی، مطرح می باشد، در اینجا نیز از همین روش استفاده شده است.

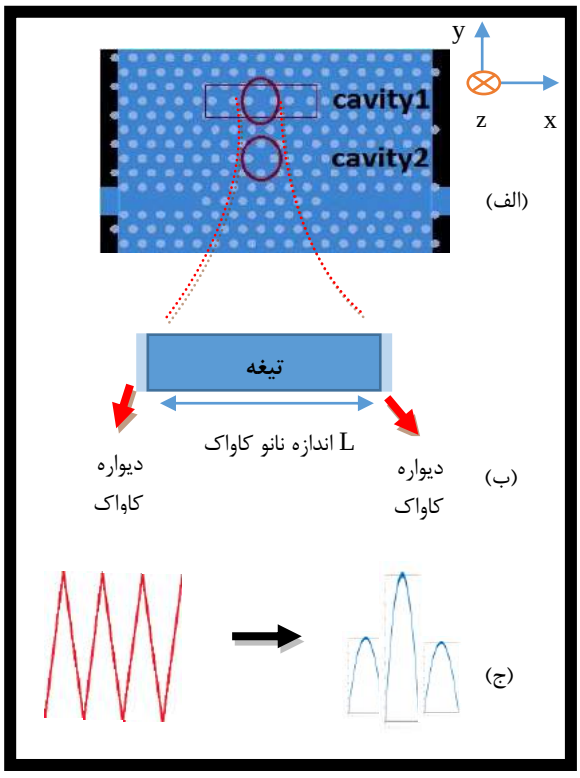
طبق تئوری وردشی [۹]:

$$U_f(H)=\frac{(\nabla\times E,\nabla\times E)}{(E,\varepsilon_r E)} \qquad (۱)$$
$$=\frac{\int d^3r|\nabla\times E(r)|^2}{\int d^3r\varepsilon(r)|E(r)|^2}$$

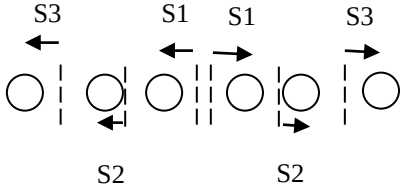
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد



شکل ۱: ساختار نواری تیغه فوتونیک کریستال دو بعدی مثلثی با ضریب شکست ۳/۳۳۴ و دوره تناوب و شعاع حفره به ترتیب ، ۰/۴۶و ۰/۱۱۵ میکرومتر و همچنین دارای باند ممنوعه به مرکز حدودμm ۱/۵۵۶.



شکل ۲ : الف: نمایی از صفحه تناوبی ب: نمایی از کاواک به طول L در صفحه x-z (صفحه عمود بر صفحه تناوبی) شامل. ج: فرم پوش میدان الکتریکی در صفحه بین صفحه تناوبی و غلاف (هوا) در محل کاواک بر حسب مکان- شکل سمت چپ بدون نرم کردن لبه های کاواک-شکل سمت راست با نرم کردن لبه های کاواک- به فرم بیان شده در مقاله.



شکل ۳ : نحوه شیفت دادن حفره های اطراف کاواک در کاواک ۱.

همانطور که در رابطه ۱ مشهود است، برای مینیمم شدن U (تابعک انرژی الکترومغناطیسی)، میدان الکتریکی باید انرژی اش را در ماده با ε بیشتر متمرکز سازد تا مخرج ماکزیمم شود و همچنین میزان نوسانات مکانی را مینیمم کرده و به عبارتی صورت مینیمم گردد. بنابراین دو نتیجه، طبق تئوری وردشی مدهای با فرکانس پایین تر، انرژی خود را در ماده با ε بیشتر متمرکز می سازند. عکس این قضیه نیز صادق می باشد یعنی به عبارتی مدهای با فرکانس بالاتر نیز انرژی خود را در ε کمتر قرار می دهند.

بنابراین طبق این تئوری می توان فرکانس مد کوپل شده به کاواک را تنظیم کرد. درواقع این کار را می توان با تغییر شکل کاواک انجام داد.

در ساختارهای بلور فوتونی و خصوصا در نانوکاواک ها شدت میدان درون کاواک ها به علت تحدید خوبی که ساختار دارد، بسیار زیاد است و بنابراین اثرات غیرخطی به وضوح مشاهده می گردد.

با استفاده از نظریه اختلال رابطه ساده بین شیفت فرکانسی Δω و تغییر ضریب شکست Δn ناشی از اعمال اختلالی کوچک به صورت زیر می باشد[۹] :

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} \approx -\frac{\Delta n}{n}.E_E \qquad (۲)$$

که E_E عبارت است از بخشی از انرژی میدان الکتریکی که در ناحیه مختل شده حضور دارد.

۳- بررسی وضعیت بهبود طیف فانو با افزایش Q

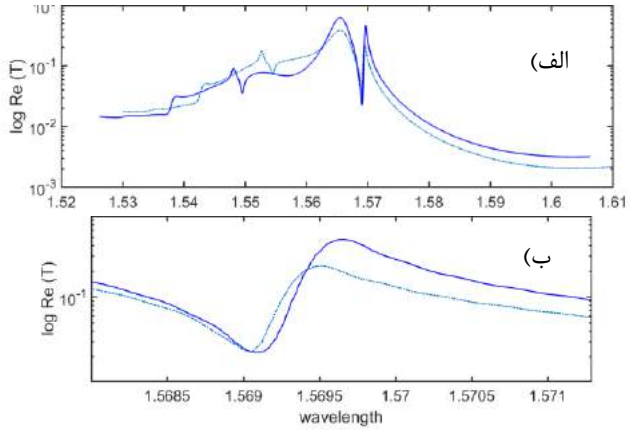
با اعمال تغییرات به کاواک شماره ۱ در شکل ۳، تلفات ناشی از تشعشع مد نوری به درون غلاف به شدت کاهش می یابد و با تقسیم ضریب کیفیت ساختار به دو ضریب کیفیت Q_{load} و Q_{unload} که اولی ناشی از کوپلینگ کاواک به المان های دیگر(کاواک و موجبرها) و دومی ناشی از تشعشع به صورت عمودی به درون غلاف می باشد می توان گفت با این کار Q_{unload} به خوبی بهبود یافته است. برای بهبود Q_{load} که به نحوی وابسته به طراحی ساختار می باشد ، طراحی ساختار به گونه ای انجام شده است که با قرار دادن کاواک شماره ۱ بالای کاواک شماره ۲ و دور از موجبر، Q_{load} افزایش یافته است در واقع کاواک

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

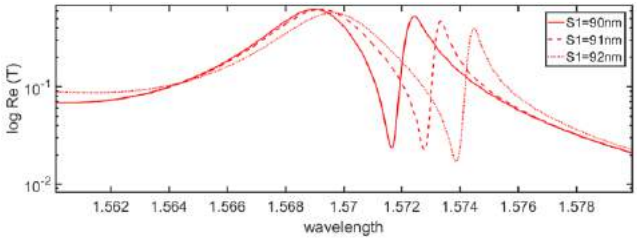
شماره ۱ دارای کوپلینگ فقط با یک کاواک و در نتیجه دارای Q_{load} بزرگ بوده (کوپلینگ غیر مستقیم با موجبر) و کاواک شماره۲ با داشتن کوپلینگ با هردو المان کاواک شماره۱ و موجبر دارای Q_{load} بسیار کمتر می باشد که قرار گرفتن تراز گسسته کاواک دوم در پیوستار کاواک اول منجر به فراهم آوردن طیف فانو می گردد. بنابراین با افزایش بیشتر Q_{unload} کاواک شماره۱ در واقع به این گسسته سازی کمک کرده و اختلاف بیشتر Q دو کاواک (تراز پیوسته و گسسته) فراهم آمده است که بنحوی منجر به تیز تر شدن طیف نامتقارن فانو می گردد. نتایج حاصله از شبیه سازی ساختار با روش FDTD که در شکل۴ نمایش داده شده است، گویای همین مطلب می باشد. در نمودار بزرگنمایی شده طیف، شکل ۴- ب که مربوط به نمودار لگاریتمی تبدیل فوریه خروجی می باشد، فاصله دو پیک در این ساختار ارائه شده حدود ۰/۴۵و $\Delta\lambda$ در حدودnm ۰/۵ می باشد که در مقایسه با افزاره ارائه شده قبلی در سال ۲۰۱۳ حدود ۵۰ درصد بهبود در کنتراست یا فاصله پیک به پیک مشاهده می گردد. مصالحه ای در این ساختار به ازای اندازه کاواک ها بین فاصله پیک به پیک و $\Delta\lambda$ دارد به طوری که با کاهش $\Delta\lambda$ ، میزان کنتراست پیک به پیک نیز کاهش می یابد که آن را باید در طراحی ها مورد توجه قرار داد. نمودارهای شکل ۵ که به ازای اندازه های مختلف کاواک شماره۱ رسم شده اند این مصالحه را به طور شهودی به نمایش می گذارند. با توجه به وابستگی میزان تغییر ضریب شکست به شدت نور ورودی، هر چه عمل سوییچ زنی با تغییر ضریب شکست کمتری صورت پذیرد بنابراین به انرژی مصرفی کمتری برای سوییچ زنی نیازمندیم و طبق رابطه(۲) این کاهش، تا حدی کمتر از ۵۰ درصد خواهد بود.

۴- نتیجه‌گیری

در اینجا با استفاده از بهبود ضریب کیفیت unload یکی از کاواک ها که ناشی از تلفات بین تیغه فوتونیک کریستال و غلاف (هوا) بود، ساختار قبلی بهبود یافت. در واقع با افزایش کنتراست طیف فانو خروجی و یا همچنین کاهش $\Delta\lambda$ (با توجه به مصالحه ای که بین این دو پارامتر وجود دارد)، مشخصه های بهتری از جمله کاهش انرژی مصرفی و امکان ایجاد پالس سوییچ زنی تیز تر مشاهده گردید.



شکل ۴ : الف) طیف فانو خروجی مربوط به ساختار در حالت بهبود کاواک۱ (خط توپر)، و نمودار شیفت یافته در طول موج در حالت بدون بهبود(نمودار خط چین). ب) قسمت بزرگنمایی شده مربوط به طیف فانو. (محور عمودی نمودارها لگاریتمی است.)



شکل۵ : جابجایی طیف فانو همراه با کاهش عرض طیف و کاهش کنتراست با افزایش اندازه کاواک(از راست به چپ). همانطور که مشاهده می گردد با تغییر سایز کاواک از طریق جاروب میزان شیفت S1 از ۹۰ تا ۹۲ نانومتر، طیف در طول موج جابجا شده است.

مراجع

[1] Baliga, J., Ayre, R., Hinton, K., Sorin, W. V., Tucker, R. S. “Energy consumption in optical IP networks.” Journal of Lightwave Technology., Vol. 27, No.13, pp. 2391-2403, 2009.

[2] Miller, D. A. “Device requirements for optical interconnects to silicon chips.” Proceedings of the IEEE., Vol. 97 No. 7, pp. 1166-1185, 2009.

[3] Kirchain, R., Kimerling, L. “A roadmap for nanophotonics.” Nature Photonics., Vol. 1, No. 6, pp. 303-305, 2007.

[4] Rattner, J. “Plenary: The future of silicon photonics.” Photonics in Switching. Optical Society of America, 2010.

[5] Yu, Y., Xue, W., Hu, H., Oxenløwe, L. K., Yvind, K., Mork, J. “All-Optical Switching Improvement Using Photonic-Crystal Fano Structures.” IEEE Photonics Journal., Vol. 8, No. 2, pp. 1-8, 2016.

[6] Nozaki, K., Shinya, A., Matsuo, S., Sato, T., Kuramochi, E., Notomi, M. “Ultralow-energy and high-contrast all-optical switch involving Fano resonance based on coupled photonic crystal nanocavities.” Optics express., Vol. 21, No. 10, pp. 11877-11888, 2013.

[7] Asano, T., Song, B. S., Akahane, Y., Noda, S.”Ultrahigh-Q nanocavities in two-dimensional photonic crystal slabs” IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics., Vol. 12, No. 6, pp. 1123-1134, 2006.

[8] Akahane, Y., Asano, T., Song, B. S., Noda, S. “High-Q photonic nanocavity in a two-dimensional photonic crystal.” Nature., Vol. 425, No. 6961, pp. 944-947, 2003.

[9] Joannopoulos, J. D., Johnson, S. G., Winn, J. N., Meade, R. D. *Photonic crystals: molding the flow of light*. Princeton university press, 2011.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

حسگرزیستی بلور فوتونی فیبوناچی با نانو لایه های گرافن

هاجر کاویانی باغبادرانی، جمال بروستانی و صمد روشن انتظار

تبریز، دانشگاه تبریز، دانشکده فیزیک

چکیده -در این مقاله حسگر زیستی بلور فوتونی گرافنی با هندسه فیبوناچی و تحت پیکربندی منشور بررسی شده است. ساختار باند سیستم تحت مطالعه، حالت های سطح و طیف انعکاس با استفاده از روش مشهور ماتریس انتقال محاسبه شده اند. نتایج نشان می‌دهند پاشندگی باند و حالت های سطح شدیدا تحت تاثیر هندسه ساختار هستند. علاوه بر این توزیع فضایی دی‌الکتریک ها نقش اساسی در عملکرد حسگرها بازی می‌کند. مقایسه حساسیت فازی در حسگر های پیشنهادی نشان می‌دهد که در ساختارهای با توالی بالاتر فیبوناچی آشکارسازی تغییرات کوچک در ضریب دی الکتریک سطح بسیار قابل ملاحظه است.

کلید واژه- بلور فوتونی، حسگر زیستی، امواج سطحی بلاخ، سنجش فازی، ماتریس انتقال.

Fibonacci photonic crystal bio-sensors with graphene Nano layers

Hajar Kaviani Baghbadorani, Jamal Barvestani and Samad Roshan Entezar

Faculty of Physics, University of Tabriz, Tabriz, Iran

Abstract- In this paper Fibonacci photonic crystal biosensors with graphene Nano-layers under the Kretschmann configuration have been investigated. Band structure, surface modes and reflection spectrum have been calculated by well-known transfer matrix method. Results show that the band structure and the dispersion of the surface modes are deeply affected by the geometry of the proposed structure. In addition, the spatial distribution of the dielectrics plays a basic role in the performance of sensors. The comparison between the maximum amount of phase sensitivity in proposed sensors show that structures with complex Fibonacci sequence are significantly able to detect small differences in the surface refractive index.

Keywords: Photonic crystal, bio-sensor, Surface modes, transfer matrix.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

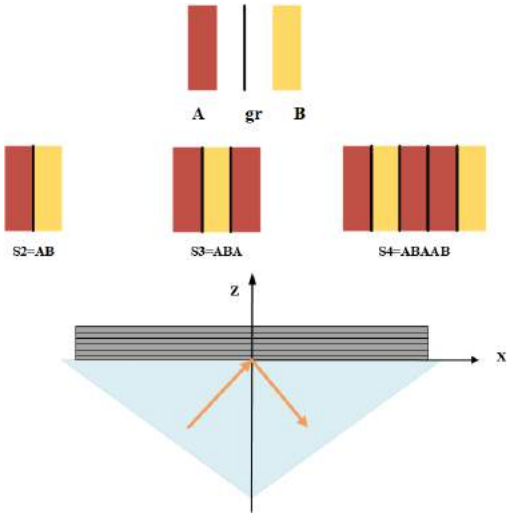
مشخصات نوری که در یک محیط دی‌الکتریک منتشر می‌شود می‌تواند با تغییر مدولاسیون فضایی ثابت دی‌الکتریک محیط تغییر کند. اگر این تغییرات متناوب باشند، ساختار متناظر بلور فوتونی نامیده می‌شود. اخیرا ساختارهای با توزیع فضایی تصادفی از ضرایب شکست مواد با ویژگیهای نوری جدید توجهات بسیاری را جلب کرده اند. این ساختارها شبه بلور نامیده می‌شوند و خواصی بین ساختارهای با نظم کامل و اختلال کامل را دارا هستند[۱]. نوارهای ممنوعه در ساختار باند بلورهای فوتونی بسیاری از خواص بنیادی نور را تغییر می‌دهند و فرصتهای تحقیقاتی وسیعی را ایجاد می‌کنند. بررسی ها نشان داده اند که این ساختارها از امواج سطحی بلاخ (BSWs) پشتیبانی میکنند. این امواج در فصل مشترک یک بلور فوتونی قطع شده و یک محیط همگن تشکیل می‌شوند. امواج سطحی بلاخ در بررسی اندرکنش نور- ماده و حسگری بسیار با ارزش هستند و مطالعات تجربی و تئوری قابلیت این حالتهای سطح را در بحث حسگرها اثبات کرده اند [۱-۴].

علاوه بر هندسه ساختار، ویژگیهای نوری سیستم تحت تاثیر مواد استفاده شده در بلور یا شبه بلور فوتونی نیز تغییر می‌کند. گرافن یک لایه از اتمهای کربن است که در یک شبکه لانه زنبوری مرتب شده است و به خاطر ویژگیهای الکترونی، نوری و مکانیکی استثنایی هدف بسیاری از مطالعات در حوزه ادوات الکترونیک نوری و نانو الکتریک در سالهای شده است. ساختار باند گرافن منحصر بفرد بوده و باندهای هدایت و ظرفیت در نقاط دیراک با هم در تماس هستند. در این نقاط الکترونها به عنوان الکترونهای دیراک نسبیتی بدون جرم توصیف می‌شوند[۴-۷].

در این مقاله حسگرهای بلور فوتونی گرافنی یک بعدی با توالیهای هندسی فیبوناچی مطالعه می‌شود.

۲- مدل تئوری

طرح شماتیک از ساختار حسگر بلور فوتونی در شکل ۱ نشان داده شده است. این توالی های پیشنهادی بر اساس رابطه ریاضی $S_{j+1}=\{S_{j-1},S_j\}, j\geq 1$ طراحی شده‌اند بطوریکه $S_0=\{A\}$ و $S_1=\{B\}$. طول تناوب سلول واحد (d) در توالی های فیبوناچی $d=\alpha d_a+\beta d_b$ است . در این رابطه α تعداد لایه های ماده A و β تعدادلایه های ماده B در توالی فیبوناچی است. در این ساختارها تک لایه گرافن بین دو ماده دی‌الکتریک محدود شده است[۶و۵].



شکل ۱: طرح شماتیک از ساختار پیشنهادی

رسانش نوری گرافن توسط رابطه زیر محاسبه می‌شود[۶و۴]:

(۱)

$$\sigma_g(\omega)=\sigma_g^{inter}(\omega)+\sigma_g^{intra}(\omega)$$

$$\sigma_g^{intra}(\omega)=\frac{e^2}{4\hbar}\frac{i}{2\pi}\times \left\{\frac{16k_BT}{\hbar\omega}\ln\left(\cosh\left(\frac{\mu_c}{2k_BT}\right)\right)\right\},$$

$$\sigma_g^{inter}(\omega)=\frac{e^2}{4\hbar}\left\{\frac{1}{2}+\frac{1}{\pi}\arctan\left(\frac{\hbar\omega-2\mu_c}{2k_BT}\right)-\frac{i}{2\pi}\ln\left(\frac{(\hbar\omega+2\mu_c)^2}{(\hbar\omega-2\mu_c)^2+(2k_BT)^2}\right)\right\}$$

در این رابطه e بار الکترون، $\hbar=\frac{h}{2\pi}$ ثابت پلانک کاهیده، k_B ثابت بولتزمن و μ_c پتانسیل شیمیایی است. در نتیجه حضور تک لایه های گرافن، جریان سطحی در مرز بین لایه های دی‌الکتریک بوجود می‌آید. میدان های الکتریکی و مغناطیسی در فصل مشترکها با

[۱] Bloch Surface Waves

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

شرایط مرزی زیر به هم مرتبط می‌شوند:

$$\begin{aligned}&\hat{n}\times\left(H_2-H_1\right)=J=\sigma_g\left(\omega\right)E\\&\hat{n}\times\left(E_2-E_1\right)=0\end{aligned}\qquad(۲)$$

با اعمال شرایط مرزی، ضرایب میدانها در لایه اول به ضرایب متناظر در لایه آخر با استفاده از ماتریس انتقال M مرتبط می-شوند[۷و۸]:

$$\begin{pmatrix}a_1\\b_1\end{pmatrix}=\begin{pmatrix}M_{11}&M_{12}\\M_{21}&M_{22}\end{pmatrix}\begin{pmatrix}a_{N+1}\\b_{N+1}\end{pmatrix}\qquad(۳)$$

$$R=\left|r_{s,p}\right|^2=\left|\frac{1}{M_{11}}\right|^2,\quad r_{s,p}=\left|r_{s,p}\right|e^{i\phi_{s,p}}$$

$r_{s,p}$ ضریب انعکاس سیستم در قطبشهای s (TE) و p (TM) است و ϕ ضریب فاز است.

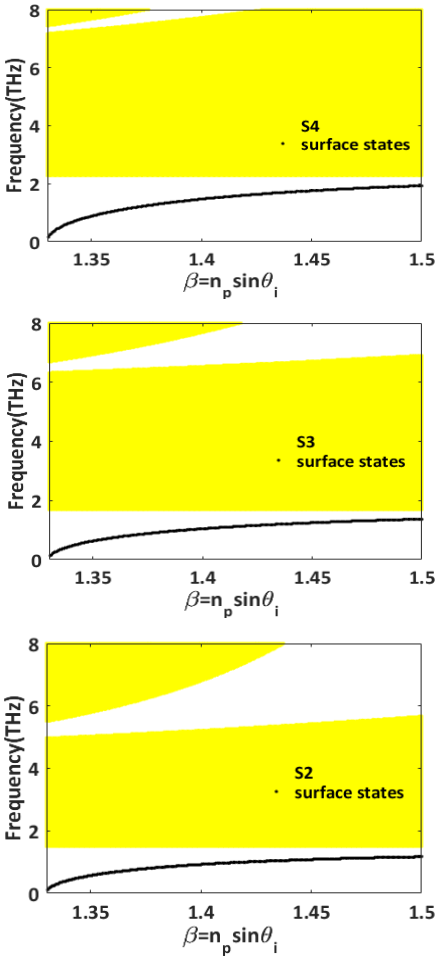
اختلاف فاز $\delta\phi=\phi_s-\phi_p$ است و حساسیت فازی با رابطه زیر تعریف می‌شود[۴و۹]:

$$S_\phi=\frac{d\,\delta\phi}{dn_s}\qquad(۴)$$

۳- نتایج و بحث

در این مقاله عملکرد حسگر زیستی بلور فوتونی فیبوناچی در تواليهای مختلف مورد بررسی قرار میگیرد. در ساختار تحت بررسی تک لایه های گرافن بین تمام لایه ها قرار می‌گیرند. لایه ها غیر مغناطیسی فرض می‌شوند. ضریب شکست مواد بکار رفته در ساختارهای پیشنهادی: $n_a=2.22$ ،$n_b=1.46$ ،$n_{prism}=1.515$ و ضریب شکست ماده سطح در حالت خالص و بدون آلودگی $n_s=1.33$ است. ضخامت لایه های A و B بگونه ایست که ضخامت سلول واحد (d) در تمام توالی های مورد مطالعه ثابت فرض شود: $S_4:d_a=d_b=4\,\mu m$ ، $S_3:d_a=5\,\mu m,d_b=10\,\mu m$ و $S_2:d_a=d_b=10\mu m$.

در این ساختارها نور فرودی تحت پیکربندی منشور[۲] با مد سطحی در زاویه ای بزرگتر از زاویه بحرانی تزویج می‌شود. این زاویه تشدید توسط یک دره عمیق در طیف بازتاب قابل درک است.



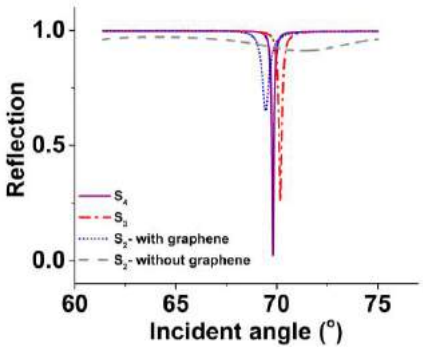
شکل ۲: ساختار باند و حالت های سطحی در سه توالی نخست فیبوناچی

[۲] Kretschmann

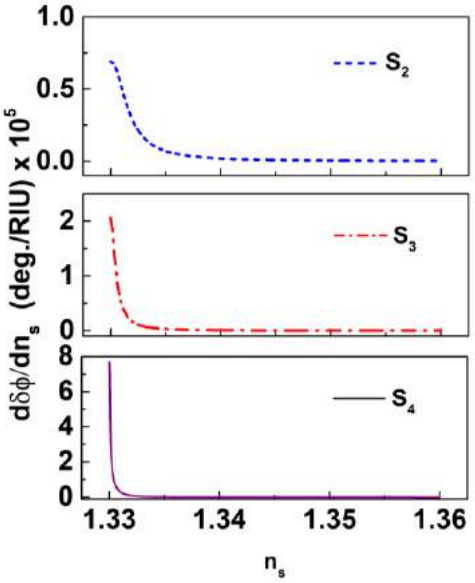
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

در شکل ۲ ساختار باند و پاشندگی مدهای سطح در سه توالی اول فیبوناچی نمایش داده شده است. روش محاسبه مدهای سطح بطور کامل در بسیاری از مقالات آمده است[۹و۸و۴]. نوار ممنوعه صفر که بخاطر حضور نانو لایه های گرافن ایجاد شده، در همه ساختارها مشاهده می‌شود و با افزایش توالی فیبوناچی عرض آن افزایش می‌یابد. بعلاوه مشاهده می‌شود که حالتهای سطح در نوار ممنوعه صفر به سمت انرژی های بالاتر جابجا می‌شوند. همچنین موقعیت و اندازه نوار ممنوعه براگ در انرژی های بالاتر به شدت به دامنه و هندسه ساختار وابسته می‌باشد.

در شکل ۳ طیف بازتاب مدهای انتخابی در هریک از توالیهای فیبوناچی با $\beta = 1.42$ رسم شده است. از شکل واضح است که دره تشدید در بلور فوتونی با توالی های بالا عمیق تر و باریکتر است. این یک ویژگی مثبت در حسگرهای بلور فوتونی است و قابلیت آشکارسازی با دقت بالا در سطح را افزایش می‌دهد. در یک مقایسه زاویه تشدید برای توالی S_2 بدون حضور گرافن رسم شده است. همانگونه که مشاهده می‌شود زاویه تشدید به اندازه کافی عمیق نیست و حسگر دقت آشکارسازی لازم را ندارد.



شکل ۳: نمایش تغییرات طیف بازتاب با زاویه تابش نور فرودی در سه توالی نخست فیبوناچی.



شکل ۴: نمایش حساسیت فازی با تغییرات ضریب شکست محیط سطح در سه توالی نخست فیبوناچی.

برای بررسی دقیقتر این قابلیت، حساسیت فازی حسگرها را در زاویه های تشدید و برای تغییرات ضریب شکست سطح از ۱/۳۳ تا ۱/۳۶ محاسبه می-کنیم (شکل ۴). همانگونه که انتظار می‌رود هرچه توالی فیبوناچی ساختار بالاتر می‌رود، حساسیت فازی با شدت بیشتری افزایش می‌یابد بطوریکه درتوالی چهارم ، S_ϕ از مرتبه 10^5 و در توالی دوم از مرتبه 10^4 است.

۴- نتیجه گیری

در این مقاله ساختار باند، رابطه پاشندگی حالتهای سطح و خواص سنجش ساختارهای بلور فوتونی و شبه بلور فوتونی با یکدیگر مقایسه شده است. بررسی ها نشان داد که ساختار باند شدیدا به هندسه بلور فوتونی وابسته است بگونه ای که پهنای باند ممنوعه صفر در شبه بلورهای فوتونی با افزایش توالی فیبوناچی بیشتر می‌شود همچنین مشاهده شد که حالتهای سطح به سمت انرژی‌های بالا جابجا می-شوند. مطالعه طیف بازتاب و حساسیت فازی ساختارهای پیشنهادی نشان دادکه ساختارهای شبه بلور فوتونی کاندیداهای بهتری برای ساخت حسگرهای زیستی هستند.

مراجع

[1] V. Passias, N. V. Valappil, Z. Shi, L. Deych, A. A. Lisyansky, V. M. Menon. "*Luminescence properties of a Fibonacci photonic quasicrystal." Optics express* 17, no. 8, 6636-6642, 2009.

[2] M-I Baraton, ed. "*Sensors for Environment, Health and Security: Advanced Materials and Technologies".* Springer Science & Business Media, 2008.

[3] M. J. Serpe, Y. Kang, Q. M. Zhang, eds. *Photonic Materials for Sensing, Biosensing and Display Devices*. Springer, 2016.

[4] H. Kaviani Baghbadorani, J. Barvestani, S. Roshan Entezar. "*Biosensors based on Bloch surface waves in one-dimensional photonic crystal with graphene nanolayers*." Applied Optics 56, no. 3, 462-469, 2017.

[5] P. Zhao, X. Chen. "*Electronic band gap and transport in Fibonacci quasi-periodic graphene superlattice*." *Applied Physics Letters* 99, no. 18, 182108, 2011.

[6] Y.Zhang, Zh. Wu, Y. Cao, H. Zhang. *"Optical properties of one-dimensional Fibonacci quasi-periodic graphene photonic crystal."* Optics Communications338: 168-173, 2015.

[7] K. V. Sreekanth, S. Zeng, K. T. Yong, T. Yu, "Sensitivity enhanced biosensor using graphene-based one-dimensional photonic crystal", Sensors and Actuators B: Chemical, 182, 424–428, (2013).

[8] P. Yeh, A. Yariv, and A. Cho, "*Optical surface waves in periodic layered media*," Appl. Phys. Lett. 32, 104–105, 1978

[9] T. Zhan, X. Shi, Y. Dai, X. Liu, J. Zi. "*Transfer matrix method for optics in graphene layers." Journal of Physics: Condensed Matter* 25, no. 21, 215301, 2013.

[10] A. Sinibaldi, A. Anopchenko, R. Rizzo, F. Michelotti, N. Danz, P. Munzert, P. Rivolo, S. Ricciardi, and F. Frascella, "*Phase-sensitive Bloch surface wave biosensors*," in AISEM Annual Conference, XVIII (IEEE, 2015)

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

عملکرد حسگر بلور فوتونی با نانولایه های گرافن در پتانسیل های شیمیایی متفاوت

هاجر کاویانی باغبادرانی، جمال بروستانی و صمد روشن انتظار

تبریز، دانشگاه تبریز، دانشکده فیزیک

چکیده – در این مطالعه یک حسگر بلور فوتونی با نانولایه‌های گرافن تحت پیکر بندی منشور ارائه کرده‌ایم. ساختار باند، حالتهای سطح، طیف بازتاب و حساسیت حسگر در پتانسیلهای شیمیایی مختلف با استفاده از روش ماتریس انتقال محاسبه می‌شوند. محاسبات نشان می‌دهد با افزایش پتانسیل شیمیایی پهنای شکاف نواری صفر افزایش می‌یابد و حالتهای سطحی به سمت فرکانسهای بالاتر جابجا می-شوند. همچنین بررسی ها افزایش قابل ملاحظه معیار شایستگی حسگر پیشنهاد شده برای حالت های سطحی گاف براگ در پتانسیل شیمیایی $\mu_c = 0.2eV$ و حالت سطحی نوار ممنوعه صفر در $\mu_c = 0.4eV$ را در مقایسه با دیگر پتانسیل های شیمیایی ارائه شده نشان می‌دهد.

کلید واژه- بلور فوتونی، حسگر ، حالتهای سطحی، ماتریس انتقال.

The performance of photonic crystal sensor with grapheme nano-layer in different chemical potentials

H. Kaviani Baghbadorani, J. Barvestani, and S. Roshan Entezar

Faculty of Physics, University of Tabriz, Tabriz, Iran

Abstract-In this paper, we have presented a photonic crystal sensor including nano-grapheme layers under the Kretschmann configuration. The band structures, surface modes, reflectivity and sensitivity of photonic crystal sensor in different chemical potentials are calculated by transfer matrix method. Our results show that with increasing the chemical potential, the width of zero-gap in the band structure of photonic crystal expands and surface modes shift to higher frequencies in both conventional band gap and zero-gap. Our investigations illustrate that the figure of merits of the proposed biosensor for the surface mode of zero-gap in $\mu_c = 0.2eV$ and for that of Bragg gap in $\mu_c = 0.4eV$ are considerably higher compared to the figure of merits in other chemical potentials presented in our study.

Keywords: Photonic crystal, sensor, Surface modes, transfer matrix.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

مقدمه

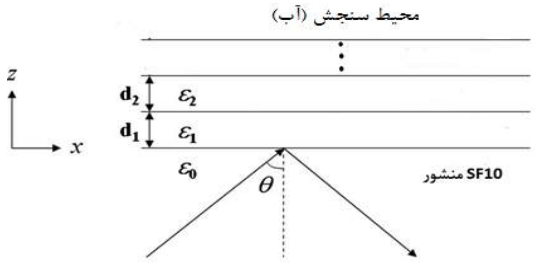
در زمینه توسعه ادوات مبتنی بر بلورهای فوتونی، حسگرهای بلور فوتونی از موثرترین تکنیکهای سنجش محسوب می‌شوند. حسگرها ابزارهای تحلیلی و آشکارساز قدرتمندی هستند و به عنوان یک مبدل عمل می‌کند که می‌تواند تغییرات سطح از قبیل تغییرات در جرم، حجم، قطبش، گذردهی دی‌الکتریکی را به سیگنال مناسبی که توسط جریان یا ولتاژ اندازه‌گیری می‌شود، تبدیل کند. در این حسگرها مد سطح که در فصل مشترک یک بلور فوتونی بریده شده با محیط خارجی تشکیل می‌شود (حالت سطحی بلاخ)، با نور فرودی تحت پیکربندی منشور(Kretschmann) تزویج می‌شود. این حالتها در داخل یا لبه نوارهای ممنوعه در طیف پاشندگی ساختار قرار می‌گیرند. بر انگیختگی مد سطحی توسط یک دره در طیف بازتاب قابل درک است. موقعیت این دره به تغییرات ضریب شکست محیط خارجی وابسته است. همچنین پهنا و عمق این دره با تغییر در ویژگیهای فیزیکی و ساختاری بلور فوتونی قابل تغییر است و در بررسی عملکرد حسگرها نقش اساسی ایفا می‌کنند[۱-۲].

اخیرا گرافن جهت بهبود حساسیت انواع مختلف حسگرهای زیستی ظهور کرده‌اند و دو ویژگی آن را از مواد پلاسمونیکی متداول نظیر طلا و نقره متمایز کرده-است: الف) گرافن به شدت و بطور پایدار قادر به جذب سطحی مولکولهای زیستی با ساختارهای حلقوی کربن است. در نتیجه گرافن می‌تواند به عنوان یک عنصر شناساگر مولکولهای زیستی جهت افزایش کارآیی جذب سطحی استفاده شود. ب) خواص نوری گرافن منجر به افزایش حساسیت به خاطر تغییر ضریب شکست می-شود[۱-۲]. تک لایه گرافن یک نیمه هادی بدون گاف است که خواص ترابردی و هدایت نوری آن σ_g می‌تواند با دستکاری غلظت حاملها و پیکربندی لایه ها تغییر کند. [۲-۴].

در این مقاله کارآیی یک حسگر زیستی بلور فوتونی با نانولایه های گرافن تحت پیکربندی منشور در پتانسیلهای شیمیایی مختلف بررسی می‌شود. نور فرودی تحت قطبش TM است.

مدل تئوری

شکل(۱) یک طرح پیشنهادی از ساختار حسگر بلور فوتونی تحت پیکربندی منشور را نشان می‌دهد. در این ساختار لایه های دی الکتریک به ترتیب با ضرایب دی الکتریک ε_1 و ε_2 و ضخامت های d_1 و d_2 بصورت متناوب قرار گرفته اند. علاوه بر این، تک لایه های گرافن بین لایه های دی‌الکتریک مجاور محدود شده‌اند.



شکل ۱: طرح شماتیک از حسگر بلور فوتونی

رسانایی نوری گرافن برای فرکانس ω ودمای T بصورت زیر خواهد بود[۳-۴]:

$$\sigma_g(\omega)=\sigma_g^{inter}(\omega)+\sigma_g^{intra}(\omega)$$

$$\sigma_g^{intra}(\omega)=\frac{e^2}{4\hbar}\frac{i}{2\pi}\times \left\{\frac{16k_BT}{\hbar\omega}\ln\left(\cosh\left(\frac{\mu_c}{2k_BT}\right)\right)\right\},$$

$$\sigma_g^{inter}(\omega)=\frac{e^2}{4\hbar}\left\{\frac{1}{2}+\frac{1}{\pi}\arctan\left(\frac{\hbar\omega-2\mu_c}{2k_BT}\right)-\frac{i}{2\pi}\ln\left(\frac{(\hbar\omega+2\mu_c)^2}{(\hbar\omega-2\mu_c)^2+(2k_BT)^2}\right)\right\} \quad (1)$$

که در آن e بار الکترون، $\hbar=\frac{h}{2\pi}$ ثابت پلانک کاهیده، k_B ثابت بولتزمن و μ_c پتانسیل شیمیایی است. گرافن خالص در هر دمایی صفر است. با کمک ولتاژ گیت می‌توان چگالی و نوع حاملی را که μ_c را تغییر می‌دهد، کنترل‌کرد. بدلیل حضور تک لایه های گرافن، جریان سطحی در مرز بین لایه های دی‌الکتریک بوجود خواهد آمد که در قطبش TM بصورت $J_x=\sigma E_x$ است. شرایط مرزی در فصل مشترک لایه ها از معادلات ماکسول تبعیت می‌کنند[۵]:

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

$$\hat{n}\times\left(H_2-H_1\right)=J=\sigma_g\left(\omega\right)E$$
$$\hat{n}\times\left(E_2-E_1\right)=0 \qquad (۲)$$

میدانهای الکتریکی و مغناطیسی در قطبش TM بصورت زیر تعریف می‌شوند

$$\begin{cases} H_{yj}\left(x,z,t\right)=H_{yj}\left(z\right)e^{i\left(k\beta x-\omega t\right)} \\ E_{xj}\left(x,z,t\right)=E_{xj}\left(z\right)e^{i\left(k\beta x-\omega t\right)} \\ E_{zj}\left(x,z,t\right)=E_{zj}\left(z\right)e^{i\left(k\beta x-\omega t\right)} \end{cases}, \qquad (۳)$$

که $k=\frac{\omega}{c}$ عدد موج، $\beta=n_0\sin\theta_0$ عدد موج در راستای فصل مشترک هستند. E(z) و H(z) دامنه میدانهای الکتریکی و مغناطیسی هستند و بطور کلی بصورت $\left(a_j e^{ikq_j z}+b_j e^{-ikq_j z}\right)$ تعریف می‌شوند که $q_j=\sqrt{\varepsilon_j\mu_j-\beta^2}\,;(j=a,b)$ و برای محیط خارجی $q_w=-iq_j$. با استفاده از روابط مشهور ماتریس انتقال می‌توان ضرایب در هر لایه، پاشندگی، ضرایب عبور و بازتاب را محاسبه کرد. همچنین حالت های سطحی بلوخ ساختار که در فصل مشترک بین بلور فوتونی منقطع و محیط خارجی تشکیل می‌شوند و در منطقه ممنوعه فرکانسی (نوار گاف فوتونی) منحنی پاشندگی ساختار قرار می‌گیرند نیز با استفاده از روابط ماتریس انتقال به آسانی قابل محاسبه هستند. شرح کاملی از محاسبات در مقاله [۵-۶] آورده شده است.

محاسبه میزان شایستگی حسگرها از ویژگیهای مهم در حوزه سنجش است و توسط رابطه زیر محاسبه می‌شود:

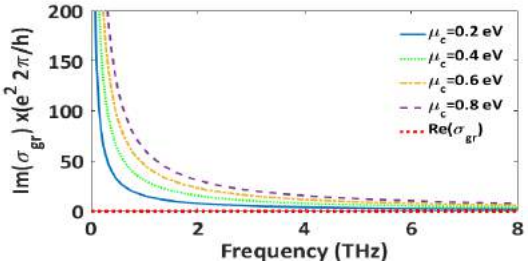
$$FOM=\frac{S_\theta=\frac{\Delta\theta_{res}}{\Delta n_s}}{FWHM}\left(1-\mathrm{MRR}\right), \qquad (۴)$$

که MMR حداقل بازتاب در زاویه تشدید، FWHM پهنای دره تشدید در نصف مینیمم و S_θ شیب تغییرات زاویه تشدید به ازای تغییرات ضریب شکست محیط سنجش است [۷].

نتایج و بحث

بلور فوتونی ارائه شده در این مقاله مطابق شکل ۱ است. در این ساختار $n_1=2.22+i\gamma$ و $n_2=1.46$ به ترتیب ضرایب شکست TiO_2 و SiO_2 هستند[۸]. قسمت موهومی ضریب شکست اتلاف در لایه را بیان می‌کند. همچنین ابعاد ساختار برابر است با: $d_1=d_2=10\,\mu m$.

در این ساختار کلیه مواد استفاده شده غیرمغناطیسی فرض می‌شوند بنابراین $\mu_1=\mu_2=1$. شکل ۲ تغییرات ضریب هدایت نوری را نسبت به تغییرات فرکانس برای چهار پتانسیل شیمیایی مختلف را نشان می‌دهد.



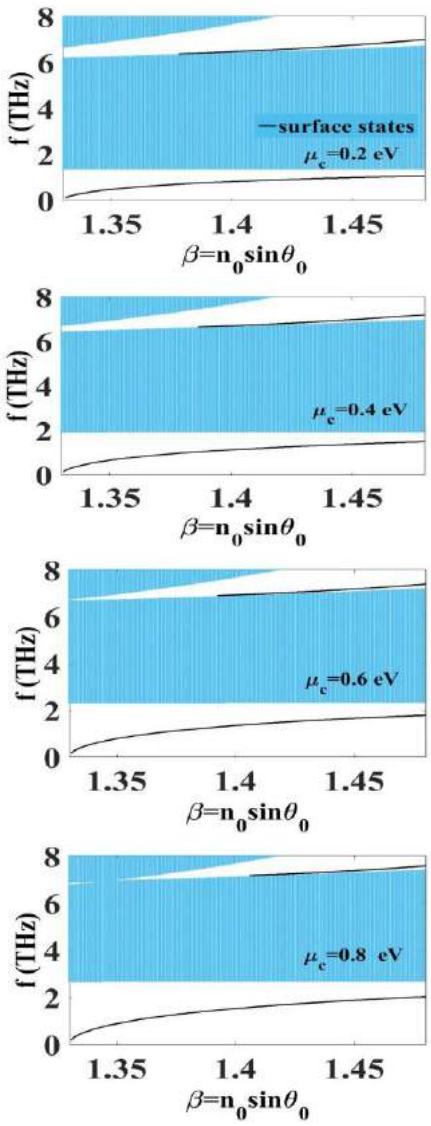
شکل ۲: نمودار تغییرات ضریب هدایت نوری نسبت به فرکانس برای پتانسیل های شیمیایی مختلف.

در حالیکه قسمت حقیقی $\sigma_g(\omega)$ تقریبا صفر است، قسمت موهومی ضریب هدایت نوری گرافن سهم مهمی در اندرکنشهای نور- ماده دارد بطوریکه اگر $\mathrm{Im}\left(\sigma_g\right)>0$ سیستم امواج با قطبش TM و در غیر اینصورت امواج با قطبش TE را حمایت می‌کند. بعلاوه از نمودار واضح است که شیب تغییرات $\sigma_g(\omega)$ نسبت به افزایش پتانسیل شیمیایی به تدریج کاهش می‌یابد. اثر این تغییرات در نمودار ساختار باند بلور فوتونی و پاشندگی مدهای سطح بوضوح (شکل ۳) مشاهده می‌شود. در شکل۳ ساختار باند بلور فوتونی پیشنهاد شده برای چهار پتانسیل شیمیایی رسم شده است. نواحی ممنوعه، شبه نوارهای گاف فوتونی نامیده می‌شوند. همچنین به دلیل حضور لایه های گرافن، شکاف نواری صفر در ساختار باند مشاهده می‌شود. حالتهای سطحی ساختار که در فصل مشترک بلور فوتونی و محیط سنجش تشکیل می‌شوند نیز در شکافهای نواری ظاهر می‌شوند. همانگونه که مشاهده می‌شود با افزایش پتانسیل شیمیایی پهنای نوار ممنوعه صفر افزایش می‌یابد. همچنین حالتهای سطحی شکاف نواری صفر به سمت فرکانسهای بالاتر جابجا می‌شوند. در شکاف نواری بلوخ نیز رفتار مشابهی مشاهده می‌شود. در شکل ۴ طیف بازتاب برای مدهای سطحی در $\beta=1.417$ و با پتانسیلهای شیمیایی مختلف متناظر با شکل۳ رسم شده است. محاسبات نشان می‌دهد با افزایش پتانسیل شیمیایی زوایای تشدید به سمت زوایای کوچکتر جابجا می‌شوند.

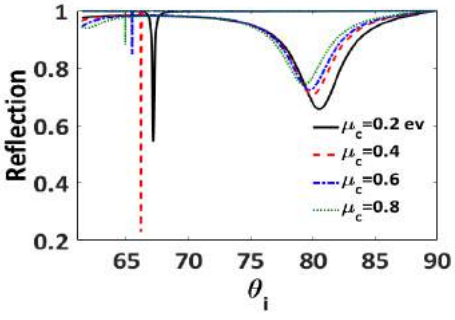
معیار شایستگی حسگر با استفاده از معادله برای تغییرات ضریب شکست محیط خارجی (آب) از $n_w=1.33$ تا

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

$n_w = 1.36$ محاسبه و در جدول۱ آورده شده است. همانگونه که از جدول مشاهده می‌شود مد سطحی در شکاف نواری بلاخ در پتانسیل شیمیایی $\mu_C = 0.2eV$ و مد سطحی درنوار ممنوعه صفر در $\mu_C = 0.4eV$ بهترین عملکرد را از لحاظ سنجش نشان می‌دهند.



شکل ۳: منحنی پاشندگی بلور فوتونی و حالت های سطحی در پتانسیل‌های شیمیایی مختلف.



شکل ۴: نمودار بازتاب بر حسب زاویه فرود برای حالتهای سطحی با $\beta = 1.417$.

μ_C (eV)	f_0 (THz)	FoM_{f_0}	f_1 (THz)	FoM_{f_1}
0.2	0.897	0.327	6.557	0.0031
0.4	1.234	4.492	6.782	0.0026
0.6	1.475	2.485	7.006	0.0026
0.8	1.667	0.674	7.214	0.0025

جدول ۱: بررسی عملکرد حسگر زیستی بلور فوتونی.

نتیجه‌گیری

در این مقاله معیار شایستگی، پاشندگی ساختار و حالتهای سطح، طیف بازتاب و حساسیت حسگر زیستی بلور فوتونی با نانولایه‌های گرافن با استفاده از روش ماتریس انتقال و در پتانسیل های شیمیایی مختلف بررسی شدند. محاسبات نشان داد که با افزایش پتانسیل شیمیایی، پهنای گاف صفر افزایش می‌یابد و حالتهای سطح به سمت فرکانسهای بالاتر جابجا می‌شوند. همچنین حالت سطحی در گاف بلاخ در پتانسیل شیمیایی $\mu_C = 0.2eV$ و حالت سطحی درنوار ممنوعه صفر در $\mu_C = 0.4eV$ بهترین عملکرد را از لحاظ سنجش نشان می‌دهند.

مراجع

[1] .Wu, L., H. S. Chu, W. S. Koh, and E. P. Li. "Highly sensitive graphene biosensors based on surface plasmon resonance." Optics express 18, no. 14 (2010): 14395-14400.

[2] K. V. Sreekanth, S.Zeng, K. T. Yong, T. Yu. "Excitation of surface electromagnetic waves in a graphene-based Bragg grating" Scientific reports 2 (2012).

[3] L. A. Falkovsky "Optical properties of graphene." In Journal of Physics: Conference Series, vol. 129, no. 1, p. 012004. IOP Publishing, 2008.

[4] .B. Oleg L., R. Y. Kezerashvili. "Graphene-based one-dimensional photonic crystal." Journal of Physics: Condensed Matter 24, no. 1 (2011): 015305.

[5] T. Zhan, X. Shi, Y. Dai, X. Liu, J. Zi. "Transfer matrix method for optics in graphene layers" Journal of Physics: Condensed Matter 25, 21 (2013): 215301.

[6] H. K. Baghbadorani, J. Barvestani, S. Roshan Entezar. "Biosensors based on Bloch surface waves in one-dimensional photonic crystal with graphene nanolayers." *Applied Optics* 56, no. 3 (2017): 462-469.

[7] W. K. Jung, N. H. Kim, K. M. Byun. "Numerical study on an application of subwavelength dielectric gratings for high-sensitivity plasmonic detection" Applied optics 51, 20 (2012): 4722-4729.

[8] A. Madani, S. Roshan Entezar. "Optical properties of one-dimensional photonic crystals containing graphene sheets" Physica B: Condensed Matter 431 (2013): 1-5.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

بررسی اثر دمای بازپخت برخواص ساختاری و نوری لایه های نازک دی اکسید قلع تهیه شده به روش سل-ژل غوطه وری

مریم، کیقبادی; محمد ابراهیم، قاضی; مرتضی، ایزدی فرد

دانشکده فیزیک و مهندسی هسته ای، دانشگاه صنعتی شاهرود، شاهرود

چکیده-در این پژوهش لایه های نازک دی اکسید قلع SnO_2 با روش سل- ژل غوطه وری بر روی زیرلایه های شیشه ای تهیه شدند. سپس به منظور بهبود خواص ساختاری، نمونه ها در سه دمای ۴۰۰، ۴۵۰ و ۵۰۰ درجه سانتی گراد تحت عملیات بازپخت قرار گرفتند. برای مطالعه خواص ساختاری، مورفولوژی و نوری لایه ها از آنالیز های XRD، UV-Vis و FESEM استفاده شد. الگوهای پراش اشعه X افزایش در کیفیت بلوری لایه ها را با افزایش دمای بازپخت نشان داد. خواص نوری لایه ها نشان داد که تمام نمونه ها در منطقه طول موج اندازه گیری (۳۰۰-۱۱۰۰ نانومتر) شفاف می باشند. مطالعه نوری نشان داد که گاف نواری لایه های بازپخت شده، با افزایش دمای بازپخت افزایش می یابد.

کلید واژه- لایه نازک، دی اکسید قلع، سل – ژل، خواص نوری.

Investigation of annealing temperature effect on structural and optical properties of SnO_2 Thin films prepared using dip-coating sol-gel method.

maryam, Keyghobadi ; Mohammad E., Ghazi; Morteza, Izadifard

Department of physics and Nuclear Engineering , Shahrood University of Technology , Shahrood , Iran

Abstract -In this research, SnO_2 Thin films were prepared by sol-gel dip-coating method on glass substrates. Then, in order to improvment of structural properties, the samples were annealed at three temperatures of 400^0C, 450^0C and 500^0C. Structural, morphological and optical properties of the films were studied using XRD measurement, UV-Vis spectroscopy and FESEM, images. X-ray diffraction patterns showed an increase in the crystalline quality of the films as increases annealing temperature. The optical properties of the films showed all samples are transparent in the measured wavelength region (300-1100 nm). The optical study showed that the band gap of the annealed films increases as annealing temperature increases.

Keywords: Thin film, SnO_2 , Sol-gel, optical property.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

دی اکسید قلع (SnO_2) یکی از معروف ترین اعضای خانواده اکسید های رسانای شفاف(TCO) است که یک نیم رسانای نوع n با پهنای گاف نواری ۳/۶-۴eV است[۲،۱]. این ترکیب دارای مقاومت الکتریکی پایین، ثابت دی الکتریک و شفافیت اپتیکی بالا در ناحیه مرئی طیف الکترومغناطیسی می باشد. این دو ویژگی سبب شده است که SnO_2 کاربردهای بسیاری مانند : استفاده در الکترود سلول خورشیدی، دیود های نشری نوری، صفحات نمایشگرهای تخت، لایه های پنجره و دیگر قطعات اپتوالکتریک داشته باشد[۳،۴]. به همین دلیل در سال های اخیر مورد توجه پژوهشگران قرار گرفته و تحقیقات بسیاری بر روی آن انجام شده است. در این کار به ساخت لایه های نازک SnO_2 با روش سل – ژل می پردازیم و اثر دمای بازپخت را بر خواص نوری لایه ها بررسی می نمائیم.

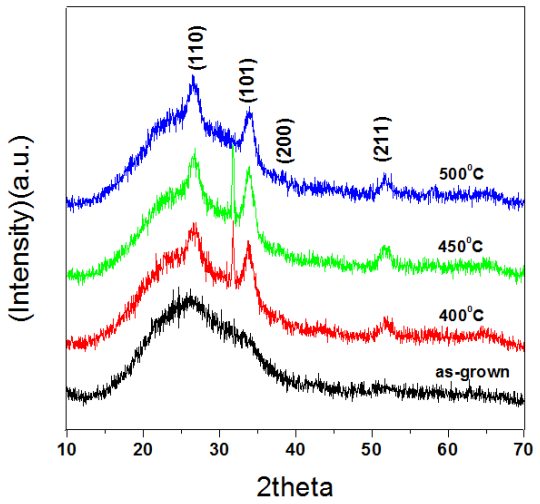
۲- روش تجربی

لایه های نازک SnO_2 روی زیر لایه های شیشه ای به روش سل-ژل غوطه وری لایه نشانی شدند. برای بدست آوردن سل اولیه، مقدار ۶/۸ گرم از (Merck, purity: 98%) $SnCl_2.2H_2O$ در ۸۵ میلی لیتر اتانول حل شد. برای ایجاد پایداری محلول مقدار ۱۵ میلی لیتر استیک اسید به عنوان تثبیت کننده اضافه شده است. محلول به مدت ۲ ساعت در دمای ۶۰ درجه سانتی گراد هم زده شد تا سل زلال و شفاف بدست آمد. سپس سل آماده در دمای اتاق به مدت ۶۵ ساعت نگه داشته شد. زیر لایه های شیشه ای قبل از لایه گذاری در محلول آب مقطر و اتانول و استون قرار داده شدند و سپس در دستگاه التراسونیک به مدت ۲۲دقیقه و دمای ۶۰ درجه سانتی گراد قرار گرفتند تا از هرگونه آلودگی، تمیز شوند و سپس به کمک پمپ خلاء زیر لایه ها خشک شدند. غوطه وری زیر لایه ها در محلول با سرعت حرکت رو به پایین و بالای ۲۰mm/min و به صورت عمودی انجام شد. زیر لایه ها بعد از پوشش دهی، در دمای ۱۲۰درجه سانتی گراد به مدت ۳۰ دقیقه خشک شدند. فرآیند لایه نشانی برای بدست آوردن لایه ای ضخیم تر ۵ بار تکرار شد. سپس نمونه ها در دماهای مختلف ۴۰۰، ۴۵۰ و ۵۰۰ درجه سانتی گراد به مدت ۳ ساعت بازپخت شدند و خواص ساختاری، نوری و مورفولوژی لایه ها مورد بررسی قرار گرفت.

۳- نتایج و بحث

۳-۱- مطالعه پراش اشعه یX

شکل ۱، الگوهای XRD لایه های نازک SnO_2 را قبل و بعد از بازپخت در دماهای مختلف نشان می دهد. همانطور که شکل ۱ نشان می دهد نمونه بدون بازپخت دارای ساختار آمورف می باشد. تجزیه و تحلیل داده های XRD نمونه های بازپخت شده قله های متناظر به پراش از صفحه های (۱۱۰)، (۱۰۱)، (۲۰۰) و(۲۱۱) ساختار بلوری روتایل SnO_2 چهارگوشی را نشان می دهد. در الگوی پراش نمونه های بازپخت شده در ۴۰۰ و۴۵۰ درجه سانتی گراد یک قله ناخالصی در زاویه حدود ۳۲ درجه وجود دارد که در نمونه ۵۰۰ درجه سانتی گراد حذف شده است.



شکل۱: الگوهای پراش اشعه ی X از لایه های نازک SnO_2 قبل و بعد از بازپخت در دماهای مختلف.

متوسط اندازه بلورک های (D) لایه های نازک SnO_2 با استفاده از معادله شرر (و قله (۱۰۱)) محاسبه شد[۵]:

$$D = \frac{k\lambda}{\beta \cos\theta} \qquad (۱)$$

که در آن D اندازه بلورک، k=0.9 یک ضریب تصحیح، β پهنای کامل در نیمه بیشینه (FWHM) قله پراش، λ

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

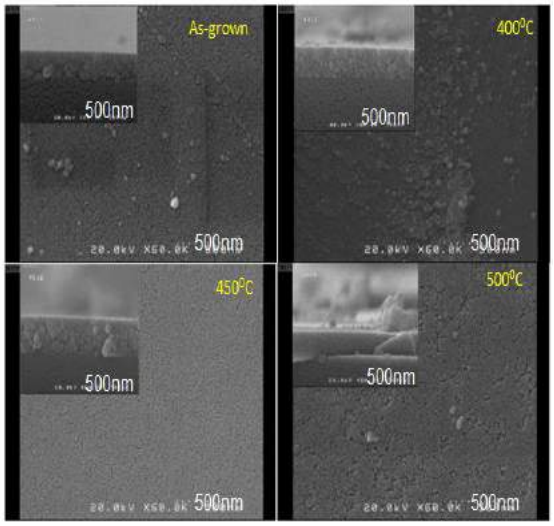
طول موج اشعه X (λ=1.5406 A^0) و θ زاویه براگ است. همانطور که در جدول ۱ نشان داده شده است اندازه متوسط بلورک با افزایش دمای بازپخت اندکی افزایش یافته است.

جدول ۱: اندازه بلورک و پارامتر های شبکه لایه های نازک SnO_2 در دماهای بازپخت مختلف.

دمای بازپخت (^0C)	اندازه بلورک (nm)	ضخامت (nm)	ثابت شبکه a (A^0)	ثابت شبکه c (A^0)
۴۰۰	۴/۷۹	۳۷۴	۴/۷۳۷۳	۳/۱۹۲۷
۴۵۰	۴/۸۳	۳۹۴	۴/۷۲۶۰	۳/۱۹۲۷
۵۰۰	۴/۸۷	۲۹۴	۴/۷۳۸۳	۳/۱۸۹۴

۳-۲- مطالعات مورفولوژی سطح

تصاویر میکروسکوپ الکترونی روبشی گسیل میدانی (FESEM) از نمونه ها در شکل ۲ نشان داده شده است.

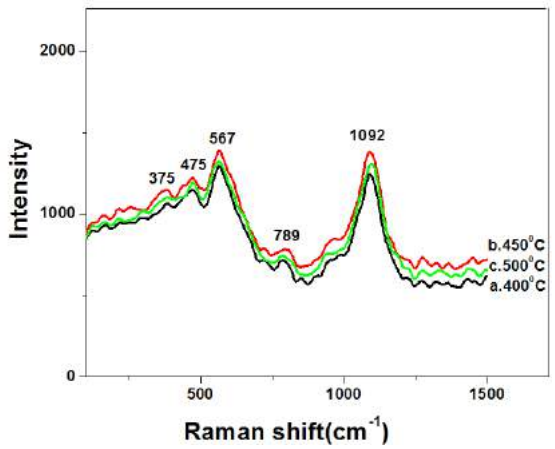


شکل ۲: تصاویر FESEM از سطح و مقطع (پیوست) لایه های نازک SnO_2 قبل و بعد از بازپخت در دماهای مختلف.

FESEM ثبت شده از سطح نمونه ها نشان داد که سطح زیرلایه تقریبا پوشیده از لایه نازک SnO_2 می باشد. یکنواختی سطح لایه بازپخت شده در دمای ۴۵۰ درجه سانتی گراد از سایر نمونه ها بهتر است. حضور پدیده ترک خوردگی سطح لایه ها دراین نمونه نیز از سایر نمونه ها کمتر است. همچنین تصاویر FESEM ثبت شده از مقطع لایه ها نیز نشان داد که ضخامت لایه ها تحت تاثیر دمای بازپخت تغییر می کند. لایه های بازپخت شده در دمای ۵۰۰ و ۴۵۰ درجه سانتی گراد به ترتیب کمترین و بیشترین ضخامت را دارند. ضخامت لایه بازپخت نشده نیز همانگونه که انتظار داریم از لایه های بازپخت شده بیشتر است.

۳-۳- مطالعات اثر رامان

طیف سنجی رامان یک تکنیک مناسب برای مطالعه اثر اندازه در نانو ذرات SnO_2 است[۶]. گزارش شده است که طیف رامان نانو ذرات SnO_2 دو نوار رامان به مرکز cm^{-1} ۳۵۸ (B1) و cm^{-1} ۵۷۲ (B2) علاوه بر مدهای ارتعاشی SnO_2 در حالت حجمی دارد. طیف های رامان لایه های نازک SnO_2 با دماهای بازپخت مختلف در شکل ۳ نشان داده شده است. در این طیف قله های فعال رامان cm^{-1} (e_g) ۴۷۵، cm^{-1} (b_{2g}) ۷۸۹ و مد فعال فروسرخ cm^{-1} (a_{2u}) ۴۷۵ قابل مشاهده می باشد و قله مختصه نانو ذرات SnO_2 در cm^{-1} ۵۶۷ نیز مشاهده می شود.



شکل ۳: طیف های رامان لایه های نازک SnO_2 در دماهای بازپخت مختلف.

۳-۴- مطالعات گاف نواری

شکل ۴ طیف های عبور لایه های نازک SnO_2 را قبل و بعد از بازپخت در دماهای مختلف نشان می دهد. تمامی لایه ها در بازه طول موج اندازه گیری شده بسیار شفاف

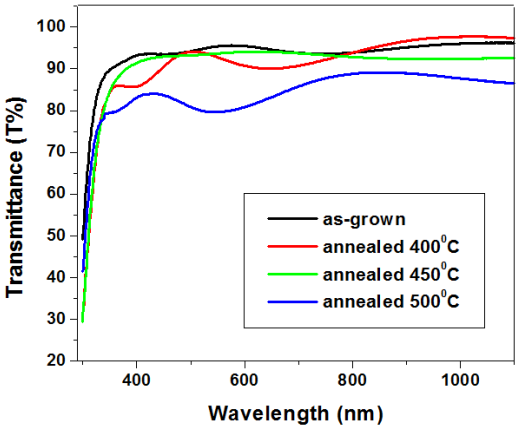
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

هستند. شفافیت بالا برای لایه های نازک SnO_2 در بازه مرئی در برنامه های کاربردی مانند الکترود های شفاف در دستگاه های الکترونیک نوری مورد نیاز است [۷]. گاف نواری مواد نیم رسانا دارای گاف مستقیم را می توان از رابطه زیر بدست آورد[۸]:

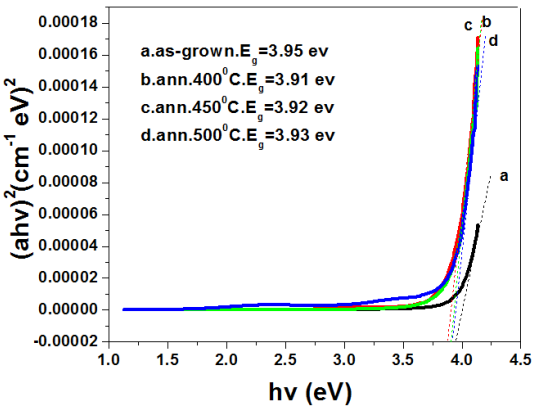
$$(\alpha h\nu) = A\left(h\nu - E_g\right)^{\frac{1}{2}} \qquad (۲)$$

$$\alpha = \frac{2.303 \ln \frac{1}{T}}{d} \qquad (۳)$$

که در آن A یک ثابت، α ضریب جذب، hν انرژی فوتون فرودی و E_g انرژی گاف نواری هستند. در شکل ۵ نمودار $(\alpha h\nu)^2$ بر حسب hν برای محاسبه گاف نواری رسم شده است. همانطور که در شکل مشاهده می شود نمونه بازپخت نشده دارای گاف نواری ۳/۹۵ eV می باشد و با بازپخت کاهش می یابد. با افزایش دمای بازپخت از ۴۰۰ به ۵۰۰ درجه سانتی گراد مقدار گاف نواری اندکی افزایش یافته و در نمونه بازپخت شده در ۵۰۰ درجه سانتی گراد برابر ۳/۹۳ eV می باشد که در توافق با گاف نواری لایه های نازک SnO_2 می باشد[۲،۱].



شکل ۴: طیف های عبور از لایه های نازک SnO_2 قبل و بعد از بازپخت در دماهای مختلف.



شکل۵: منحنی های $(\alpha h\nu)^2$ بر حسب hν (eV) قبل و بعد از بازپخت در دماهای مختلف.

۴ – نتیجه گیری

لایه های نازک دی اکسید قلع SnO_2 با روش سل-ژل غوطه وری بر روی زیر لایه های شیشه ای تهیه شدند. خواص ساختاری، مورفولوژی و نوری لایه های نازک SnO_2 بدون بازپخت و بازپخت شده در دماهای مختلف مورد بررسی قرار گرفت. نتایج مطالعه های ساختاری نشان داد که نمونه بدون بازپخت دارای ساختار آمورف و نمونه های بازپخت شده ساختار بلوری چهار گوشی دارند. نتایج XRD نشان داد که کیفیت بلوری و اندازه بلورک با افزایش دمای بازپخت اندکی بهبود می یابد. نتایج مطالعه های نوری نشان داد که گاف نواری نمونه ها در حدود ۳/۹۱ eV می باشد و با بازپخت اندکی افزایش می یابد.

مراجع

[1] S.Sujatha lekshmy, L.V.Maneeshya, P.V. Thomas, K .Joy, Indian J. Phys.8,33-38 (2013).

[2] R. Dolbec, M.A. El Khakani, A.M. Serventi, M. Trudeau, R.G. Saint-Jacques, Thin Solid Films 419 (2002)230.

[3] Mattias, B., Ulrike Diebold, Progress insurface Science 79, 47-154 (2005).

[4] Sevik, C. and Bulutay, C., Phy. Re. B 74, 193201 (2006).

[5] A. Santhosh Kumar , K.K. Nagaraja, H.S .Nagaraja, J. Mater. Sci. Mater. Electron. 24, 3812-3822 (2013).

[6] J. Zuo, C. Xu, X. Liu, C. Wang, C. Wang, Y. Hu, Y. Qian,J. Appl. Phys. **75,** 1835(1994).

[7] S. Sujatha Lekshmy. K. Joy. 67:29-38 (2013).

[8] J. Tauc, Amorphous and Liquid Semiconductors, Press, New York, 1974.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

بستگی بهره سیگنال کوچک و شدت اشباع به فشار گاز کمکی در لیزر برمید مس

محمد ابراهیم آیینه‌وند[۱]،سعید بهروزی‌نیا[۲]، کامران خراسانی[۲]

[۱]*دانشگاه* آزاد اسلامی، *واحد علوم و تحقیقات*، *تهران*، ایران
[۲]پژوهشکده فوتونیک وفن آوریهای کوانتومی، پژوهشگاه علوم وفنون هسته‌ای، سازمان انرژی اتمی ایران، تهران، ایران

چکیده - از یک جفت لیزر برمید مس بعنوان سیستم نوسانگر – تقویت کننده برای محاسبه وابستگی بهره سیگنال کوچک و شدت اشباع بعنوان پارامترهای تقویت نسبت به فشار گاز کمکی استفاده شده است . نشان داده شده که پارامترهای تقویت و توان خروجی یک مقداربیشینه را در حالت بهینه فشار گاز کمکی ۱۱ تور دارند. زمان تاخیری مطلوب ۱۰***ns*** بوده و حداکثر توان خروجی ۱۲ وات بدست آمده است. همینطور توان خروجی و شدت اشباع و بهره یک رفتار نوسانی نسبت به فشار در بازه ۷ الی ۱۸ تور دارند.

کلید واژه- لیزر برمید مس، بهره سیگنال کوچک، شدت اشباع ،برمید مس، تریگر ، فشار

Pressure dependence of the small-signal gain and saturation intensity of a CuBr laser

Mohammad Ebrahim Aeenehvand[1], Saeid Behrouzinia[2], Kamran Khorasani[2]

[1] Azad University, science and research branch, Tehran, Iran
[2]Fotonics and quantum technologies research school, nuclear science and technology school, AEOI,Tehran Iran

Abstract

A pair of copper bromide laser in an oscillator-amplifier configuration was used to investigate the small signal gain and saturation intensity as amplifying parameter and output power of lasers ,versus pressure of buffer gas, It is shown that the amplifying parameters and laser output power have a maximum value at optimum buffer gas pressure of 11 Torr.Thus an optimum delay time of about 10 ns is determined, and a maximum output power equivalent to about 12 W is extracted.

Keywords: Copper bromide laser, Small-signal gain, Saturation intensity, Pressure

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

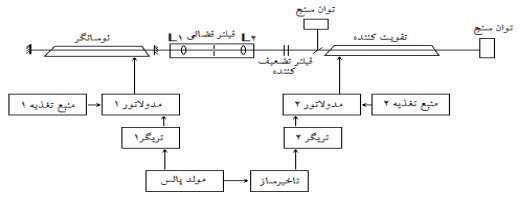
شایان ذکر است که اخیراً از لیزرهای بخار ترکیبات مس(هالید مس) استفاده شده است. استفاده از هالیدهای مس بجای اتمهای مس ابتدا در سال ۱۹۷۳ گزارش شد [۱و۲] شبیه آنچه که در مورد بخار مس گفته شده در لیزر هالید مس نیز دو طول موج خاص ۵۷۸/۲ و ۵۱۰/۶ نانومتر حاصل می‌شوند. بنابراین در لیزر هالید مس کاربردهای جالبی بجای لیزرهای بخار مس(CVL)در جاهای مختلف از علوم و تکنولوژی مورد استفاده قرار گرفته است. دمای عملکرد به فشار بخار ترکیب بستگی داشته و برای لیزر برمید مس حدودا $500\ ^{o}c$ است، که کمتر از دمای لیزر بخار مس است که در محدوده $1550\ ^{o}c$- ۱۷۰۰ می باشد [۳و۴].

اولین مزیت لیزر بخار برمید مس (CBL) نسبت به لیزر CVL دمای پائین برای ماده فعال است. باصرفه بودن در بعضی جاها و استفاده از مواد اصلی در جایگاهی که عمل می-کند باعث شده که ساخت لوله راحتر شود. و مدت زمان روشن کردن کاهش یابد و بعبارتی دیگر لیزر زود آماده شود[۵]. مزیت دیگر CBL بر CVL فرکانس تکرار پالس بالا است که کیفیت پرتو خروجی CBL نسبت به CVL بهتر است [۶و۷] یکسری از پارامترها از جمله بهره سیگنال کوچک و شدت اشباع وجود دارند که لیزرها را از هم مجزا می‌کند و در طراحی و ساخت از آنها استفاده می‌شود. بطور کلی از سیستم نوسانگر تقویت کننده (MOPA) برای تعیین این پارامترها استفاده می‌شود. در کارهای پیشین ازMOPA برای CVL و لیزر طلا بمنظور بالا بردن توان خروجی و بهبودی کیفیت بطور همزمان استفاده شده است [۱۱و۸]. همچنین با توسعه سیستمهای MOPA از نظر عملکرد لیزر برمید مس با توان ۱۱۰ وات گزارش شده است [۱۲]. در این پروژه از سیستم MOPA لیزر برمید مس با سه طول مختلف برای ایجاد تقویت نور بطور مجزا بعنوان تقویت کننده استفاده شده است. برای مطالعه رفتار g_0 (بهره سیگنال)و E_s(شدت اشباع) با فشار گاز کمکی هلیم (He) نتایج بدست آمده با لیزرهای CVL و GVL مقایسه شده است. یک زمان تاخیری بهینه ما بین نوسانگر و تقویت کننده یعنی زمانی که بیشترین توان از سیستم خارج می‌شود وجود دارد، که اگر درست انتخاب نشود تقویت نخواهیم داشت.

۲- چیدمان آزمایش:

پیکربندی استاندارد و قابل قبول برای ایجاد توان لیزر در سیستم MOPA برای انجام آزمایش بکار می‌رود [۱۱]. لوله های استوانه‌ای شکل یکی بطول ۲۸ cm بعنوان نوسانگر و یکی دیگر به طولهای ۳۸ cm و۴۸و ۵۸ که هر کدام بطور جداگانه بعنوان تقویت کننده در آزمایش قرار می‌گیرند . جنس همه آنها از کوارتز و بقطر ۲۰ mm هستند. یک منبع گرمایی که در زیر مخزن وسط لوله لیزر که محل قرارگرفتن پودر برمید مس است قرار گرفته و باعث ایجاد بخار برمید مس به داخل محیط تخلیه می‌گردد.بهرحال الکترودهای مس بوسیله آب که از داخل استوانه می‌گذرد باعث خنک شدن آنها می-گردد. توان الکتریکی منبع مستقل بوده و متناظر با پالس نوری است که وارد می‌شود. دو پالس تخلیه پیاپی ایجاد شده که بستگی به زمان تاخیری دارد و بوسیله زمان تاخیری تریگر کنترل می‌شود. در خروجی دو طول موج خاص۵۱۰/۶ nm و ۵۷۸/۲ nmکه در محدوده نور مرئی هستند. پس از ثابت نمودن و باریک کردن اشعه به داخل محیط تخلیه تقویت وارد می‌شوند. در زمان ورود پالس لیزر باید عمل همزمانی (سینکرون کردن) انجام گیرد و این زمانی است که بیشترین وارونی جمعیت در تقویت کننده داریم و در این حالت است که نور تقویت می گردد. در غیر این صورت عمل تضعیف نور را خواهیم داشت و لذا در نهایت توان خروجی کاهش می‌یابد.

عمل تضعیف اشعه ورودی به نوسانگر توسط فیلترهای دانسیته خنثی NDF انجام می‌گیرد و سپس وارد تقویت کننده می‌شود.



شکل ۱ نمایش شماتیک یک MOPA را نشان می‌دهد که برای آزمایش اصلی مرتب شده است.

نوسانگر اصلی بوسیله تشدید بحرانی که از یک آینه عقب با ضریب بازتابش ۹۸٪ و یک آینه جلو با ضریب بازتابش ۴٪ عمل کاواک صورت می‌گیرد. توانهای ورودی و خروجی تقویت کننده بوسیله دو تا پاورمتر نوع $PM500D^{TM}$ اندازه گیری می شوند. یک شیر سوزنی دقیق برای کنترل مقدار فلوی گاز استفاده می‌شود. و از روی ان فشار گاز کمکی داخل لوله را اندازه می‌گیرند.

بحث وبررسی نتایج

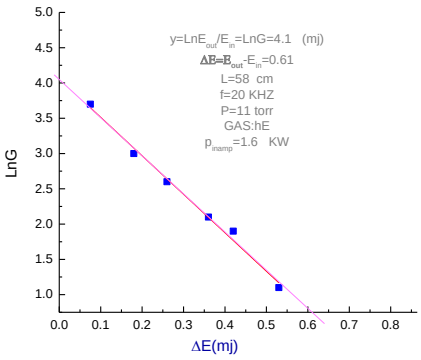
از آنجائیکه پهنای خط دوپلر بزرگتر از پهن شدگی فشار برای لیزرهای CBL همانند CVL است، تقویت بصورت پهن شدگی ناهمگن غالب انجام می‌گردد . پارامترهای تقویت این نوع لیزر یعنی بهره و شدت بترتیب g_0 و Es با استفاده از روش کمترین مربعات و با قراردادن در معادله هارگرو بدست می آیند.

$$\ln G = g_0 d - (\Delta E / E_s A)$$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

$\Delta E=E_{out}-E_{in}$

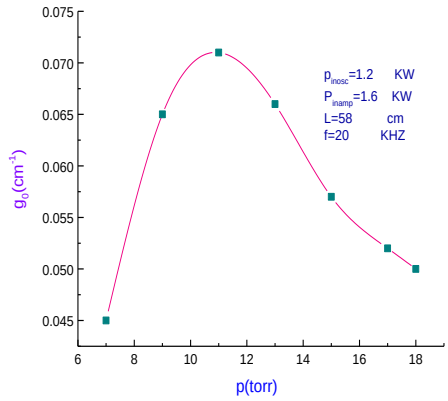
پارامترهای تقویت می توانند بوسیله منحنی عمودی LnG که در ان $G=E_{out}/E_{in}$ (نسبت انرژی خروجی به انرژی ورودی در تقویت کننده) بر حسب اختلاف انرژی $\Delta E=E_{out}-E_{in}$ روی محور افقی بدست می آیند. نتایج آزمایش در شکل ۲ مشخص است از این شکل مقدار g_0 و Es بدست می آید.که بترتیب مقدار ۰/۰۷۱ cm^{-1} و ۵/۴۷ μ j/cm^2 می باشند. آزمایش با طول ۵۸ cm بعنوان تقویت کننده و با فرکانس ۲۰kHz با فشار گاز کمکی He برابر ۱۱ تور و توان ورود به تقویت کننده ۱/۶ kw استفاده شده است . خطهای سبز و زرد از هم مجزا نشده‌اند. بهمین طریق ما مقادیر g_0 و Es را برای چندین تقویت در فشارهای مختلف ۷ الی ۱۸ تور انجام دادیم. و برای طولهای ۳۸ cm و ۴۸ cm نیز تکرار گردید. نکته حائز اهمیت آن است که توجه داشته باشید در هر فشار باید عمل سینکرون کردن انجام گردد و اندازه گیری متعاقبا تکرار شود.



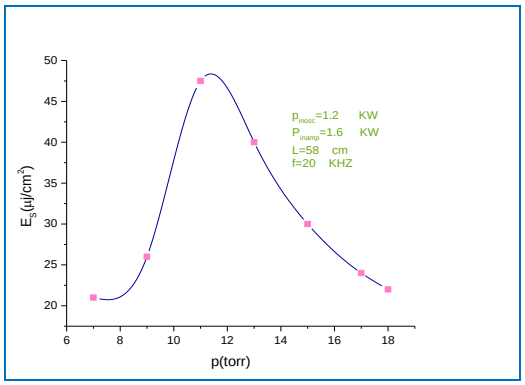
(شکل۲) نمودار بهره انرژی Ln G برحسب اختلاف انرژی ΔE

همانطوریکه شکل ۳ نشان می‌دهد اشکارا مشخص است که g_0 با افزایش فشار گاز کمکی افزایش می‌یابد. ابتدا با افزایش فشار بهره سیگنال کوچک افزایش یافته تا در فشار ۱۱ تور به یک مقدار بشینه می‌رسد و بعد از آن با افزایش فشار بهره کاهش می یابد. شایان ذکراست که برای هر سه طول رفتار g_0 تقریبا یکسان است.

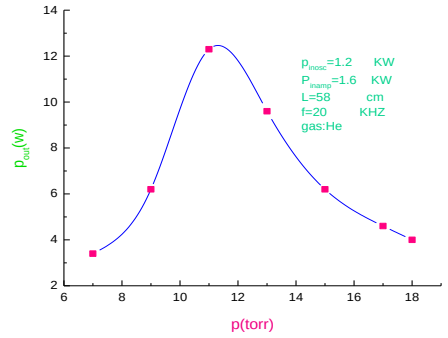
در شکل ۴ رفتار Es بر حسب فشار گاز کمکی در تقویت کننده نشان داده شده است. با وجود این که در تمام منحنی ها رفتار Es بر حسب فشار کل شبیه هم است در کمترین مقدار که با یکدیگر فرق دارند بستگی به طول لیزر دارد.



شکل ۳رفتار شدت اشباع بر حسب فشار گازکمکی هلیوم



شکل ۴ رفتار شدت اشباع بافشارگازکمکی هلیوم



شکل ۵ رفتار توان بر حسب فشار گاز کمکی هلیوم برای تقویت کننده بطول ۵۸cm

قابل توجه است که جهت یادآوری مقدار Es برای هر سه طول مختلف در فشار ۱۱ تور دارای یک بیشینه است. ضمنا همانطوری که قبلا کار شده ، خاصیت خطی بودن شدت اشباع و بهره با فشار گاز کمکی در فاصله بین ۲۵ الی ۷۵ تور برای لیزر تقویت CVL [۸]و در فاصله ۱۴ الی ۳۰ تور برای تقویت کننده لیزر طلا [۱۰]. نشان داده شده است. در نهایت رفتار توان خروجی بر حسب فشار گاز کمکی در شکل ۵ نشان داده شده است. همانطوریکه درشکل 3 نشان داده می‌شود با افزایش

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

فشار،g_0 افزایش پیدا می‌کند تا اینکه در فشار۱۱ تور مقدارg_0 به $۰/۰۷۱cm^{-1}$ می‌رسد. و بعد از آن کاهش می‌یابد. دمای داخل لیزر درطول آزمایش باید ثابت نگه داشته شود. با توجه به ثابت بودن پهنای خط دوپلر، سطح مقطع گسیل القایی بطورتقریب بدون هیچ تغییر باقی می‌ماند. باافزایش فشار $g_0=(\Delta N)\ \sigma_{st}$ بخاطر افزایش وارونی جمعیت مقدار بهره ابتدا افزایش یافته و از فشار۱۱ تور به بعد ،بعلت برخوردهای ناکشسانی که صورت می‌گیرد دمای الکترونها کاهش یافته و وارونی جمعیت کاهش می‌یابد، دراین نرخ پمپاز به تراز بالاتر کمتراز نرخ پمپاژ به تراز پایین است و در نهایت بهره کاهش می‌یابد. رفتار E_S بر حسب فشار شبیه g_0 است. با توجه به رابطه $E_s=h\upsilon/\ \sigma_{st}\ \tau_۲$ چون σ_{st} ثابت است. با افزایش فشار تا ۱۱ تور طول عمر تراز انتقال بالایی لیزر (τ_2)کاهش یافته و شدت اشباع تا فشار بهینه ۱۱ تور افزایش یافته و بعد از فشار بهینه با افزایش فشار بعلت برخوردهای غیر تابشی ، τ_2 افزایش می‌یابد و در نتیجه شدت اشباع کاهش خواهد داشت. انرژی خروجی از تقویت کننده با توجه به رابطه $g_0\ E_s\ AL$ ، متناسب با $\Delta N/\tau$ بوده با افزایش فشار تعداد برخوردهای کشسان افزایش یافته و وارونی جمعیت زیاد شده و از طرفی طول عمر تراز تشدید کاهش می‌در نتیجه توان خروجی افزایش خواهد یافت و بعد از فشار بهینه به علت برخوردهای غیر کشسان و سرد شدن الکترون ها جمعیت وارون کاهش و طول عمر تراز تشدید افزایش می‌یابد، حاصل این تغییرات کاهش توان خروجی را در بر دارد..

نتیجه گیری:

رفتار پارامترهای تقویت با فشار گاز کمکی بین ۱۸ - ۷تور برای لیزر CBL یک رفتار غیر خطی و دارای یک ماگزیمم در فشار۱۱ تور می‌باشد. در مقایسه با CVLوGVL ما رفتار هر نوع پارامتر تقویت را که بستگی به بازه انتخابی فشار دارد. بررسی نموده که برای بعضی در یک بازه، رفتارش خطی و بعضی دیگر، در بازه دیگری از فشار بصورت غیر خطی است که دارای یک پیک در فشار خاص یعنی فشار بهینه می‌باشد.

.

REFERNCES

1. M. A. Kazaryan, G. G. Petrash, and A. N. Trofimov, ' Compartion of the characteristics of copper, copper chloride, and copper bromide vapor laser,' Sov. J.Quantum Electron. **10,** 328-33 (1980).
2. N. M. Nerheim, ' A parametric study of the copper chloride laser,' J.Appl.Phys. **48,** 1186-90 **(**1977).
3. S. Behrouzinia, A. R. Namdar, M. Zand, R. Barry, and A. Hojabri, ' Effect of a magnetic pulse compression circuit on the operation of a halide laser,' Laser Physics 16,1616-1620(2006).
4. F. Rahimi Ashtari, S. Behrouzinia, B. Sajad, and M. Zand, ' The effect of an axial external magnetic field on the output power of a small-bore CuBr laser,' Opt.Commun. **284,** 1318-1321**(**2011).
5. G. N. Tiwari, P. K. Shukla, R. K. Mishra, V. K. Shrivastava, R. Khare, and S. V. Nakhe, ' Effect of addition of Hydrogen to neon buffer gas of copper bromide vapor laser on its spectral and temporal characteristics,' Optics Commun. **338**, 322-327 (2015).
6. D. N. Astadjov, K. D. Dimitrov, D. R. Jones, V. Kirkov, L. Little, C. E. Little , N. V. Sabotinov, and N. K. Vuchkov, ' Influence on operating characteristics of scaling sealed-off CuBr lasers in active length,' Optics Commun. **135,** 289-294 (1997).
7. D. N. Astadjov, L. I. Stoychev, S. K. Dixit, S. V. Nakhe, and N. V. Sabotinov, ' High-brightness CuBr MOPA laser with diffraction-limited throughout- pulse emission,' IEEE J. Quantum Electron. **41,** 1097-1101 (2005).
8. S. Behrouzinia, R. Sadighi-Bonabi, and P. Parvin, ' Pressure dependence of the small-signal gain and saturation intensity of a copper vapor laser,' Applied Optics **42**, 1013-8 (2003).
9. S. Behrouzinia, R. Sadighi-Bonabi, P. Parvin, and M. Zand, ' Temperature dependence of the amplifying parameters of a copper vapor laser,' Laser Physics **14,** 1050-3 (2004).
10. M. Aghababaei Nezhad, B. Sajad, S. Behrouzinia, D. Salehinia and, K. Khorasani, ' Pressure dependence of small signal gain and saturation intensity of a gold-vapor laser using various buffer gases in gain medium,' Opt.Commun. **283**, 1386-8 (2010).
11. S. Behrouzinia, K. Khorasani, H. Kazemi, and H. Mashayekhi , ' Frequency dependence of amplifying parameters of a copper vapor laser using air as a buffer gas,' J.Russian Laser Research **32,** 212-6 (2011).
12. G. N. Tiwari, R. K. Mishra, R. Khare, and S. V. Nakhe, " Development of copper bromide laser master oscillator power amplifier system,' PRAMANA- journal of Physics **82**, 217-225 (2014)

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

تاثیر هم‌بستگی اولیه‌ی اتم-میدان بر دینامیک توافق کوانتومی

احمد آخوند ؛ آناهیتا متولی باشی* ؛ عباس شکری

گروه فیزیک، دانشگاه پیام نور،ص. پ.۳۶۹۷-۱۹۳۹۵، تهران، ایران

چکیده - در این مقاله اثر هم‌بستگی اولیه‌ی اتم-میدان همراه با برهم‌کنش دوقطبی-دوقطبی بین کیوبیت‌های سیستم را در حوزه‌ی مارکوفی و غیر مارکوفی بررسی می‌کنیم. نتایج محاسبات انجام شده نشان می‌دهند که هم‌بستگی اولیه‌ی اتم-میدان و برهم‌کنش دوقطبی-دوقطبی باعث کند شدن میرایی توافق کوانتومی می‌شوند. همچنین برهم‌کنش دوقطبی-دوقطبی قوی همراه با تحول غیر مارکوفی مجموعه مناسبی برای حفظ و پایداری هم‌بستگی‌های کوانتومی سیستم می‌باشند.

کلید واژه- کیوبیت، درهم‌تنیدگی، تحول مارکوفی و غیر مارکوفی، توافق کوانتومی

The effect of initial System-reservoir Correlation on quantum consonance

Akhound, Ahmad; Shokri, Abbas ; Motavalli Bashi, Anahita

Department of Physics, Payame Noor University

Abstract- In this paper we investigate the effect of system-reservoir correlation and dipole-dipole interaction between two qubits on dynamics of quantum consonance in Markovian and non-Markovian regimes. The results Show that in general, the larger initial qubit-reservoir correlation and dipole-dipole interaction can retard the decay of quantum consonance. Besides, a combination of relatively strong dipole-dipole interaction and non-Markovian effect can efficiently protect quantum consonance.

Keywords: qubit, Markovian and non-Markovian regimes, quantum consonance, dipole-dipole interaction.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

هم‌بستگی کوانتومی نوعی هم‌بستگی غیر موضعی در سیستم‌های کوانتومی است که در علم محاسبات و ارتباطات کوانتومی کاربرد دارد[۱]. یکی از معیارهای سنجش و اندازه‌گیری مقدار هم‌بستگی مذکور، درهم-تنیدگی کوانتومی است. این معیار برای تعداد زیادی از حالت‌های کوانتومی کاربرد دارد، ولی برخی از حالت‌های جدایی پذیر (غیر درهم‌تنیده) دارای هم‌بستگی کوانتومی هستند که با این معیار قابل محاسبه نیست. به‌همین دلیل تحقیقات جدید برای یافتن معیار مناسبی که بتواند همه-ی هم‌بستگی‌های کوانتومی سیستم را اندازه‌گیری کند، ادامه دارد. اخیراً محققان معیاری به‌نام کانزونانس (توافق) کوانتومی معرفی کرده‌اند[۲] که در ادامه به‌طور مفصل به‌معرفی آن خواهیم پرداخت. با توجه به اهمیت تاثیر برهم‌کنش اولیه‌ی سیستم–مخزن و برهم‌کنش دو قطبی-دوقطبی کیوبیت‌ها، در این مقاله اثر آن‌ها را بر دینامیک توافق کوانتومی در دو حوزه‌ی مارکوفی و غیر مارکوفی بررسی می‌کنیم.

۲- توافق کوانتومی (ς)

برای محاسبه‌ی هم‌بستگی کوانتومی سیستم‌های دو بخشی به‌شکل $c = H^{(1)} \otimes H^{(2)}$ از معیار توافق کوانتومی استفاده می‌کنیم. این معیار ابتدا توسط "پ ایی" معرفی شد[۲]. از آن‌جا که هم‌بستگی کوانتومی تحت عملگرهای یکانی موضعی ناوردا باقی می‌ماند، با اعمال عملگرهای یکانی مناسب می‌توانیم هم‌بستگی‌های کلاسیکی را حذف کنیم و آنچه باقی می‌ماند هم‌بستگی‌های کوانتومی سیستم خواهد بود. برای کاهش هم‌بستگی‌های موضعی باید عبارت زیر را کمینه کرد [۲و۳]:

$$L(\rho) = \sum_{i\neq m}\left|\sum_{j=n}\rho^{c}_{ijmn}\right| + \sum_{j\neq n}\left|\sum_{i=m}\rho^{c}_{ijmn}\right| \quad (۱)$$

$$\rho^{c} = (U_1 \otimes U_2)\rho(U_1 \otimes U_2)^{\dagger} \quad (۲)$$

رابطه‌ی(۱) جمع عناصر غیر قطری ماتریس کاهش یافته-ی ماتریس ρ^{c} است که ρ^{c}، ماتریس تبدیل یافته ρ تحت عملگرهای یکانی موضعی U_1 و U_2 در رابطه‌ی (۲) می‌باشد. برای سیستم‌های دو بخشی، عملگرهای یکانی U_1 و U_2، ماتریس‌هایی هستند که ماتریس چگالی کاهش یافته ρ_A و ماتریس چگالی کاهش یافته ρ_B از ماتریس کل ρ_{AB} را قطری نموده و رابطه‌ی (۱) را صفر می‌کنند. در نتیجه توافق کوانتومی به‌صورت زیر تعریف می‌شود:

$$\varsigma = \sum_{ijmn}\left|\rho^{c}_{ijmn}\,(1-\delta_{im})(1-\delta_{jn})\right| \quad (۳)$$

که این عبارت جمع قدرمطلق عناصر قطر فرعی ماتریس تبدیل یافته ρ^{c} است.

۳- مدل هامیلتونی

دو کیوبیت A و B را در نظر می‌گیریم که در برهم‌کنش با یک مخزن بوزونی صفر درجه قرار دارد و برهم‌کنش بین کیوبیت‌ها نیز در نظر گرفته می‌شود. مدل هامیلتونی با توجه به $(\hbar = 1)$ به‌صورت زیر است[۴]:

$$H_0 = \omega_0\left(\sigma_+^A\sigma_-^A + \sigma_+^B\sigma_-^B\right) + \sum_k \omega_k b_k^{\dagger} b_k$$

$$H_I = \sum_k\left[g_k\left(\sigma_-^A + \sigma_-^B\right)b_k^{\dagger} + H.c.\right] + d\left(\sigma_-^A\sigma_+^B + \sigma_+^A\sigma_-^B\right) \quad (۴)$$

ω_0 فرکانس گذار بین اتم‌های دوترازه A و B است. σ_+وσ_- عملگرهای خلق و فنای اتم‌ها و b_kو$b_k^{\dagger}$ عملگرهای خلق و فنای مُد k-ام با فرکانس ω_k مخزن بوزونی هستند. g_k قدرت برهم‌کنش اتم با مُد k-ام و d قدرت برهم‌کنش بین اتم‌ها است. حالت اولیه سیستم کل را به‌صورت زیر در نظر می‌گیریم:

$$|\psi(0)\rangle = c(0)|\psi^{+}\rangle_{AB}|0\rangle_r + \sum_k c_k(0)|gg\rangle_{AB}|1_k\rangle_r \quad (۵)$$

که در آن $|\psi^{+}\rangle_{AB} = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|eg\rangle_{AB} + |ge\rangle_{AB}\right)$ حالت بل است. مجموعه حالت $|0\rangle_r = |00...\rangle$ نشان دهنده‌ی حالت خلاء و مجموعه حالت $|1_k\rangle_r = |00...01_k0...\rangle$ نیز حالتی با یک برانگیختگی در مُد k-ام را نشان می‌دهد. $c_k(0) \neq 0$ حاکی از هم‌بستگی اولیه‌ی اتم-میدان است. بعد از تحول زمانی مطابق با رابطه‌ی (۴) حالت کلی سیستم با در نظر گرفتن فقط اولین برانگیختگی می‌تواند به‌صورت زیر بیان شود:

$$|\psi(t)\rangle = c(t)|\psi^{+}\rangle_{AB}|0\rangle_r + \sum_k c_k(t)|gg\rangle_{AB}|1_k\rangle_r \quad (۶)$$

با حل معادله‌ی شرودینگر در تصویر برهم‌کنش به‌صورت زیر:

$$i\frac{d}{dt}|\psi(t)\rangle = H_I(t)|\psi(t)\rangle \quad (۷)$$

$$H_I(t) = \sum[g_k(\sigma_-^A + \sigma_-^B)b^{+}e^{-i(\omega_0-\omega_k)} + H.c.] \quad (۸)$$

روابطی برای $c(t)$ و $c_k(t)$ خواهیم یافت:

$$\dot{c}_k(t) = -i\sqrt{2}g_k e^{-i(\omega_0-\omega_k)t}c(t) \quad (۹)$$

$$\dot{c}(t) = -i\sqrt{2}\sum k g_k^{*} e^{i(\omega_0-\omega_k)t}c_k(t) - idc(t) \quad (۱۰)$$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

با انتگرال‌گیری از رابطه‌ی (۹) و جاگذاری در رابطه‌ی (۱۰) خواهیم داشت:

$$\dot{c}(t)=-\sqrt{2}i\sum_k c_k(0)g_k^* e^{i(\omega_0-\omega_k)t}$$
$$-2\sum_k|g_k|^2\int_0^t dt_1 e^{i(\omega_0-\omega_k)(t-t_1)}c(t_1)-idc(t) \quad (۱۱)$$

برای یافتن جواب تحلیلی این معادله فرض می‌کنیم $c_k(0)=\alpha g_k$ باشد بدین معنی که هرچه قدرت برهم-کنش اتم-میدان بیشتر باشد، احتمال برانگیختگی مد k-ام میدان نیز بیشتر می‌شود بنابراین رابطه‌ی (۱۱) به‌شکل زیر به‌دست می‌آید:

$$\dot{c}(t)=-\sqrt{2}i\sum_k|g_k|^2 e^{i(\omega_0-\omega_k)t}- \quad (۱۲)$$
$$2\sum_k|g_k|^2\int_0^t dt_1 e^{i(\omega_0-\omega_k)(t-t_1)}c(t_1)-idc(t)$$

اگر مدهای مخزن را نزدیک به‌هم فرض کنیم، می‌توان از حد پیوستگی $\sum_k|g_k|^2\to\int J(\omega)d\omega$ استفاده کرد که $J(\omega)$ تابع چگالی طیفی نام دارد و شکل لورنتسی آن را به‌صورت $J(\omega)=\frac{\gamma_0}{2\pi}\frac{\lambda^2}{(\omega-\omega_c)^2+\lambda^2}$ در نظر می‌گیریم. که در آن $\omega_c=\omega_0$ فرکانس مرکزی مخزن، λ پهنای طیف و γ_0 مربوط به درجه‌ی فروپاشی حالت برانگیخته‌ی اتم است. در اینجا دو حوزه‌ی دینامیکی مجزا وجود دارد. جفت شدگی ضعیف در ناحیه‌ی $(\gamma_0\langle\lambda/2)$ که منجر به تحول مارکوفی سیستم می‌شود و جفت شدگی قوی در ناحیه‌ی $(\gamma_0\rangle\lambda/2)$ که منجر به تحول غیرمارکوفی سیستم می‌شود. با حل تابع هم‌بستگی مخزن که به‌صورت $f(t-t_1)=\int J(\omega)e^{i(\omega_0-\omega)(t-t_1)}d\omega$ معرفی می‌شود عبارت $f(t)=\frac{1}{2}\gamma_0\lambda e^{-\lambda|t|}$ به‌دست می‌آید. از طرفی با در نظر گرفتن $c_k(0)=\alpha g_k$ و اینکه $|c(0)|^2+\sum|c_k(0)|^2=1$ مقدار $\alpha=\sqrt{2(1-|c(0)|^2)/\gamma_0\lambda}$ به‌دست می‌آید. بنابراین رابطه‌ی (۱۲) به‌صورت زیر ساده می‌شود:

$$\dot{c}(t)=-idc(t)-\sqrt{2}i\alpha f(t)-2\int_0^t dt_1 f(t-t_1)c(t_1) \quad (۱۳)$$

معادله‌ی دیفرانسیل انتگرالی فوق را می‌توان بوسیله‌ی تبدیلات لاپلاس حل کرد که رابطه‌ی زیر برای $c(t)$ به‌دست می‌آید:

$$c(t)=\frac{e^{-\frac{t}{2}(p+\beta)}}{2\beta}\left\{-2b\left(1-e^{\beta t}\right)+c(0)\left[p\left(1-e^{\beta t}\right)+\beta\left(1+e^{\beta t}\right)\right]\right\} \quad (۱۴)$$

که در آن $p=\lambda+id$ و $\beta=\sqrt{p^2-4\lambda(\gamma_0+id)}$ و $b=\lambda\left[c(0)-i\frac{\sqrt{2}}{2}\alpha\gamma_0\right]$ است. با استفاده از پایه‌های $\{|gg\rangle,|ge\rangle,|eg\rangle,|ee\rangle\}$ ماتریس چگالی کاهش یافته دو کیوبیت به شکل X :

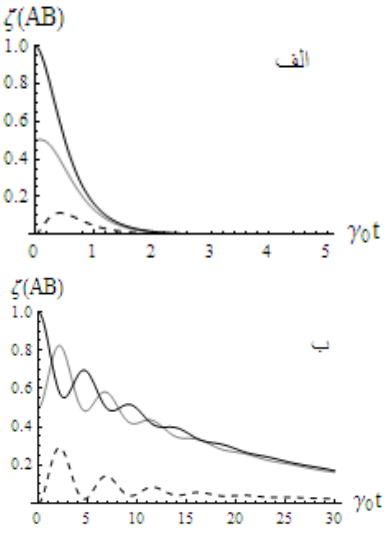
$$\rho_{AB}=\begin{pmatrix}1-|c(t)|^2 & 0 & 0 & 0\\ 0 & |c(t)|^2/2 & |c(t)|^2/2 & 0\\ 0 & |c(t)|^2/2 & |c(t)|^2/2 & 0\\ 0 & 0 & 0 & 0\end{pmatrix} \quad (۱۵)$$

با استفاده از روابط (۱) تا (۳)، مقدار توافق کوانتومی برای ماتریس چگالی بالا حاصل می‌شود:

$$Q\zeta(\rho_{AB})=|c(t)|^2 \quad (۱۶)$$

۴- تاثیر هم‌بستگی اولیه اتم-میدان بر توافق کوانتومی

برای بررسی تاثیر هم‌بستگی اولیه اتم-میدان ، برهم‌کنش دوقطبی-دوقطبی بین کیوبیت‌ها را ثابت ($d=\gamma_0$) در نظر می‌گیریم. در شکل ۱ منحنی توافق کوانتومی اتم‌های A وB برای میزان هم‌بستگی‌های اولیه اتم-میدان رسم شده است به‌گونه‌ای که برای $c(0)=0$ منحنی خط چین و برای $c(0)=\frac{1}{\sqrt{2}}$ منحنی خاکستری و برای $c(0)=1$ منحنی پررنگ رسم شده است. شکل (الف) مربوط به حوزه‌ی مارکوفی ($\lambda=5\gamma_0$) و شکل (ب) مربوط به حوزه-ی غیر مارکوفی ($\lambda=0.2\gamma_0$) می‌باشد



شکل ۱: منحنی توافق کوانتومی بین کیوبیت‌های A و B برای (الف): حوزه‌ی مارکوفی و (ب): حوزه‌ی غیر مارکوفی. در هر دو شکل برهم-کنش دو قطبی-دوقطبی بین اتم‌ها وجود دارد ($d=\gamma_0$). منحنی خط چین برای بیشترین هم‌بستگی اولیه سیستم-مخزن

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

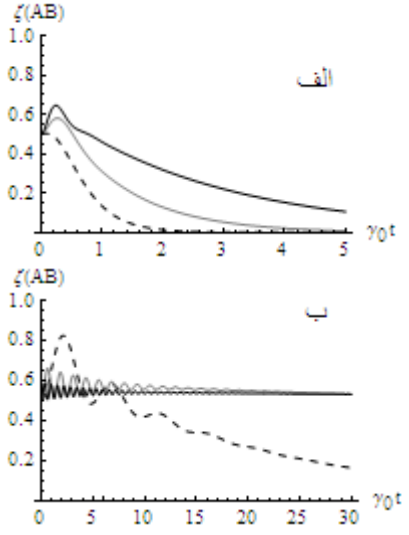
($c(0)=0$)، منحنی خاکستری برای $c(0)=\frac{1}{\sqrt{2}}$ و منحنی توپر برای کمترین هم‌بستگی اولیه سیستم-مخزن $c(0)=1$.

در شکل (۱الف) ماکزیمم هم‌بستگی اولیه سیستم-مخزن (منحنی خط چین) باعث تولید هم‌بستگی توافق کوانتومی از مقدار صفر به ماکزیمم می‌شود و سپس با شیب ملایمی به‌سمت صفر میل می‌کند، بنابراین هم‌بستگی اولیه‌ی سیستم-مخزن باعث تولید توافق و کندی میرایی آن می‌شود. در حوزه‌ی مارکوفی توافق بعد از مدت کوتاهی به‌شدت میرا می‌شود و همان‌طور که انتظار داریم در حوزه‌ی غیر مارکوفی به‌صورت نوسانی کاهش می‌یابد که حاکی از برگشت اطلاعات به سیستم می‌باشد.

۵- تاثیر برهم‌کنش دوقطبی-دوقطبی اتم-ها بر توافق کوانتومی

برای بررسی تاثیر برهم‌کنش دوقطبی-دوقطبی اتم‌ها، برهم‌کنش اولیه سیستم-میدان را ($c(0)=\frac{1}{\sqrt{2}}$) در نظر می‌گیریم. شکل‌ها برای سه قدرت برهم‌کنش دوقطبی-دوقطبی $d=\gamma_0$ منحنی خط چین، و $d=5\gamma_0$ منحنی خاکستری و $d=10\gamma_0$ منحنی پررنگ رسم شده است. شکل‌های (الف) برای حوزه‌ی مارکوفی و (ب) برای حوزه‌ی غیر مارکوفی، شکل شماره (۲) منحنی توافق اتم‌های BوA می‌باشد.

افزایش قدرت برهم‌کنش دوقطبی-دوقطبی اتم‌ها باعث افزایش هم‌بستگی توافق کوانتومی اتم‌های BوA می‌شود



شکل ۲: منحنی توافق کوانتومی اتم‌های BوA در (الف) حوزه‌ی مارکوفی و (ب) غیر مارکوفی به‌ازای $c(0)=\frac{1}{\sqrt{2}}$ برای سه قدرت برهم‌کنش دوقطبی-دوقطبی $d=\gamma_0$ منحنی خطچین، و $d=5\gamma_0$ منحنی خاکستری و $d=10\gamma_0$ منحنی پررنگ.

همین طور افزایش قدرت برهم‌کنش در حوزه غیر مارکوفی سبب پایداری توافق در سیستم دو کیوبیت BوA می‌شود.

۶- نتیجه گیری

در این مقاله اثر هم‌زمان برهم‌کنش اولیه اتم-میدان و برهم‌کنش دوقطبی-دوقطبی دو کیوبیت در حوزه‌ی مارکوفی و غیر مارکوفی، به‌وسیله توافق کوانتومی بررسی شد. هنگامی‌که قدرت برهم‌کنش دوقطبی-دوقطبی سیستم ثابت باشد، هم‌بستگی اولیه‌ی قوی اتم-میدان باعث تولید توافق و کندی میرایی آن می‌شود. هم‌چنین هنگامی‌که برهم‌کنش کیوبیت-میدان ثابت باشد، هرچقدر برهم‌کنش دوقطبی-دوقطبی کیوبیت‌ها قوی‌تر باشد هم‌بستگی توافق کوانتومی سیستم پایدارتر خواهد بود. هم‌چنین نشان دادیم که ترکیب حوزه‌ی غیرمارکوفی و برهم‌کنش دوقطبی-دوقطبی قوی می‌تواند عامل مفیدی برای حفظ هم‌بستگی توافق سیستم شود.

مرجع‌ها

[۱] Horodecki, R., Horodecki, P., Horodecki, M., Horodecki, K.: Rev. Mod. Phys. **81**, 865 (2009)

[۲] P. Pei, Wei Wang, Chong Li, He-Shan Song, Interant. J. Theoret. Phys. 51(2012)3350

[۳] T. Gebremaryam, W. Li, and C. Li, Physica A457 (2016)437- 442

[٤] G.Y.Wang, Y.N.Guo Int J Theor Phys, 56 (2017) 1585

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

اثر ضخامت شبکه آلی-فلزی نانوکریستالی ZIF-8 بر عملکرد سلول خورشیدی پروسکایتی

سمانه مظفری[1]

[1]دانشگاه دریانوردی و علوم دریایی چابهار، دانشکده علوم

چکیده - در این پژوهش، نانو کریستال‌های ZIF-8 با قطر تقریبی ۶۳ nm تهیه و در ساخت سلول‌های خورشیدی پروسکایتی به‌کار گرفته شدند. پارامترهای اپتیکی، ساختار و مورفولوژی نانو کریستال‌های سنتز شده توسط تکنیک‌های مختلفی مانند UV-vis، XRD و SEM شناسایی شد. نانوذرات کریستالی به سبب داشتن تخلخل و مساحت سطح ویژه بالا بر روی لایه مزومتخلخل TiO_2 لایه‌نشانی شدند و اثر ضخامت لایه مرزی ZIF-8 بر عملکرد سلول خورشیدی پروسکایتی مورد بررسی و مطالعه قرار گرفت. بهترین عملکرد سلول خورشیدی با جریان مدار بسته ۷,۴۸ mA cm^{-2} ، ولتاژ مدار باز ۰,۶۴ V، فاکتور پرشدگی ۰,۵۶ و بازدهی ۲,۷۱٪.برای سلول خورشیدی با یک مرتبه لایه نشانی ZIF-8 بر روی لایه TiO_2 به‌دست آمد.

کلید واژه- سطح ویژه بالا، سلول خورشیدی پروسکایتی، شبکه آلی-فلزی، مزومتخلخل

Effect of thickness of nanocrystal metal organic feramwork (ZIF-8) on performance of perovskite solar cells

Samaneh Mozaffari[1]

[1]Faculty of Science, Chabahar Maritime University

Abstract- In this paper, nanocrystal metal organic framework (ZIF-8) was synthesized and used in the fabrication of perovskite solar cells. ZIF-8 nanoparticles were coated on the mesoporuse TiO_2 layer. Effect of thickness of ZIF-8 was investigated on the performance of perovskite solar cells. The cell with spin coating once exhibited the best performance with a short-circuit current density of 7.48 mA cm^{-2}, open circuit voltage of 0.64 V, fill factor 0.56 and the highest photo-conversion efficiency of 2.71% under the illumination of 100 mw cm^{-2}. Furthermore, optical parameters, structure and morphology of the ZIF-8 nanocrystals was studied using the appropriated instrumental techniques: SEM, XRD and UV-vis spectroscopy. The average crystallite size of ZIF-8 nanoparticles was estimated 63 nm by SEM that it agrees well with the value obtained from XRD.

Keywords: Large surface area, Perovskite solar cell, Metal organic framework, Mesoporuse

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

مواد متخلخل را می‌توان به دو دسته متخلخل آلی و معدنی که هر یک دارای مزایا و معایبی هستند، تقسیم بندی نمود. برای مثال مواد نانو ساختار آلی، سطح تماس بالایی داشته ولی حفرات نامنظمی دارند. درحالی‌که نانوساختارهای معدنی، نظم ساختاری بالا، حفرات یک اندازه و مقاومت حرارتی و مکانیکی بیشتری دارند، اما سطح تماس آن‌ها نسبت به نانوساختارهای آلی کمتر است. برای دستیابی به مواد نانو ساختار با مزایای هر دو گروه، شبکه آلی-فلزی تهیه شدند. بنابراین، شبکه‌های آلی-فلزی که به‌نام پلیمرهای متخلخل کئوردیناسیون نیز شناخته شده‌اند، زیر مجموعه مواد نانوساختاری می-باشند که حاصل پیوند میان یک یون یا خوشه فلزی و لیگاند آلی هستند [۱]. این دسته از مواد، مساحت سطح و تخلخل نسبی بالا، سطح تماس و مقاومت زیاد و حفرات فوق العاده منظمی دارند و در سال‌های اخیر با تغییر متصل کننده‌های آلی، سعی در تهیه شبکه آلی-فلزی با تخلخل و مساحت سطح بالاتر، زیاد شده است و شبکه آلی-فلزی با مساحت سطح بیش از $۷۰۰۰\ m^2/g$ نیز تهیه شده است. با توجه به ویژگی‌های منحصر به‌فرد مانند وجود اجزاء آلی و معدنی در کنار یکدیگر در شبکه‌ای منظم، قابلیت الحاق چند نوع گروه عاملی به ساختار، برهم کنش مناسب با حلال‌های آلی و آبی و تخلخل فوق العاده بالا، شبکه‌های آلی-فلزی کاندیای مناسبی برای مصارف گوناگونی می‌باشند. تاکنون از این دسته از مواد در زمینه جذب گازها، حسگرها، حمل داروها، جاذب و سلول‌های خورشیدی استفاده شده است [۲]. در این مقاله از شبکه آلی-فلزی ZIF-8 از خانواده زئولیتی ایمیدازولی در سلول خورشیدی پروسکایت استفاده شده است. ZIF-8 با استفاده از لایه نشانی چرخشی بر روی لایه مزومتخلخل TiO_2 لایه نشانی شد، و اثر آن بر روی عملکرد سلول خورشیدی پروسکایت مورد مطالعه قرار گرفت. با توجه به این‌که پروسکایت $CH_3NH_3PbI_3$ می-تواند هم‌زمان به‌عنوان جمع کننده نور و رسانای حفره عمل کند، در اینجا سلول‌های ساخته شده، فاقد هر گونه ماده نوع P برای انتقال حامل بار مثبت می‌باشند.

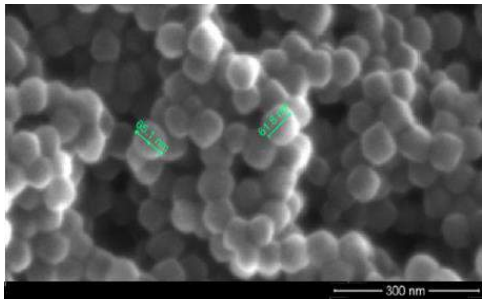
۲- روش آزمایش

۲-۱ تهیه نانوذرات ZIF-8

۲٫۴ g $ZnNO_3.6H_2O$ درون ۹۰٫۴ g، متانول ریخته شد. در ظرفی دیگر، ۵٫۲۸ g 2-methylimidazol، در ۹۰٫۴ g، متانول حل شد و به محلول اول اضافه و به مدت ۱ ساعت در دمای ۲۵C-۲۰° هم زده شد. نانو کریستال‌های ZIF-8 پس از سانتریفیوژ و چندین بار شستشو با متانول به‌مدت ۱۲ ساعت تحت دمای ۸۰ °C خشک شدند. شکل ۱ تصویر SEM نانو کریستال‌های ZIF-8 با قطر تقریبی ۶۳ nm را نشان می‌دهد. همچنین در شکل ۲، الگوی پراش (XRD) برای ZIF-8 رسم شده است، که با الگوی پراش ارائه شده توسط پارک مطابقت دارد[۳]. با توجه به شکل، پیکی با شدت بالا در $2\Theta=7.6$ ° مشاهده می‌شود که نشان‌دهنده کریستالیتی بالا نمونه است. با استفاده از الگوی XRD و معادله دبای-شرر (معادله ۱) قطر ذرات در حدود ۶۱ nm تخمین زده شد، که بسیار نزدیک به قطر ذرات به‌دست آمده با استفاده از تصویر SEM است [۳].

$$D=0.9\ \lambda/\beta\cos\Theta \qquad (۱)$$

در رابطه بالا، λ ، طول موج تابش (1.54 A) Cu Kα و β، پهنای پیک در نصف ارتفاع بیشینه (0.13 °) است.



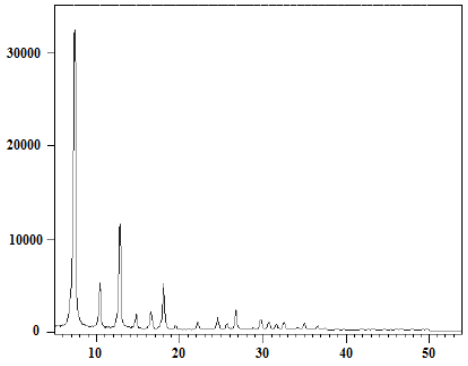
شکل۱: تصویر SEM نانو کریستال‌های ZIF-8

طیف UV-vis، نانو ذرات ZIF-8، باند جذبی را در طول موج ۲۶۰ nm نشان می‌دهد (شکل ۳). با استفاده از معادله ۲، گاف نواری اپتیکی ۴٫۷۶ eV ، برای نانو ذرات ZIF-8 به دست آمد [۴].

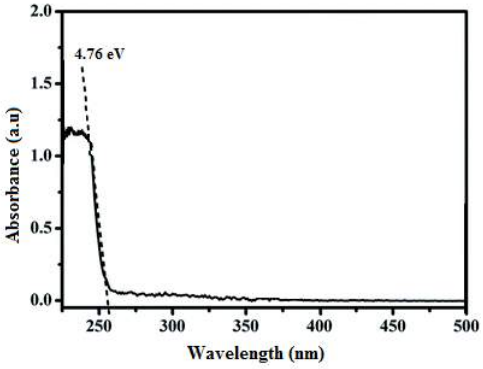
$$E_g=hc/\lambda=1240\ nm\ eV/\lambda \qquad (۲)$$

۲-۲ ساخت سلول‌های خورشیدی پروسکایتی

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد



شکل ۲: الگوی XRD برای نانوکریستال‌های ZIF-8



شکل ۳: طیف UV-vis، نانو ذرات ZIF-8

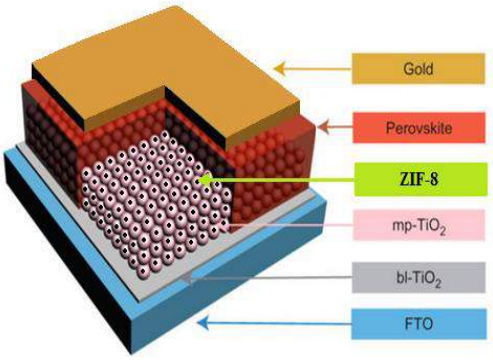
ابتدا شیشه‌های FTO توسط پودر روی و محلول ۲ M HCl، سونش و سپس تحت آلتراسونیک، با آب مقطر، استون و اتانول هر کدام به مدت ۳۰ دقیقه کاملا شستشو داده شدند. پس از آن، لایه‌ها توسط محلول اسیدی تیتانیم تترا ایزوپروپکساید (TTIP) در اتانول به عنوان لایه سد کننده حفره با سرعت ۲۰۰۰ دور بر دقیقه به مدت ۳۰ ثانیه لایه نشانی شد. زیر لایه‌ها تحت دمای ۵۰۰ °C به مدت ۳۰ دقیقه قرار گرفتند و سپس نانوذرات مزومتخلخل TiO_2 (۲۰ nm) که خمیر آن به نسبت ۱ به ۳,۵ توسط اتانول رقیق شده بود، با استفاده از لایه نشانی چرخشی، بر روی زیرلایه‌ها، لایه نشانی و در دمای ۵۰۰ °C به مدت ۳۰ دقیقه پخت داده شدند. نانو ذرات ZIF-8 در متانول (۰,۵ g در ۱۰ cc حلال) با ضخامت‌های مختلف که ضخامت آن‌ها توسط دفعات لایه نشانی کنترل شدند با سرعت ۶۰۰۰ دور بردقیقه به مدت ۳۰ ثانیه بر روی فیلم‌های مزومتخلخل TiO_2 نشانده و به مدت ۳۰ دقیقه در دمای ۸۰ °C حرارت داده شدند. یک قطره محلول ۱ مولار pbI_2 در حلال DMF با استفاده از لایه-نشانی چرخشی با سرعت ۶۵۰۰ دور بر دقیقه به مدت ۵ ثانیه به‌منظور لایه‌نشانی فیلم پروسکایت مورد استفاده قرار گرفت. سپس لایه‌ها به مدت ۳۰ دقیقه در دمای ۷۰ °C حرارت داده شدند. در مرحله بعد، پس از آن‌که دمای لایه‌ها به دمای اتاق رسید، در محلول CH_3NH_3I (حلال ایزوپروپانول) قرار داده شدند. فیلم‌های پروسکایت تهیه شده با حلال ایزوپروپانول شستشو داده و در دمای ۷۰ °C به مدت ۳۰ دقیقه حرارت داده شدند. در نهایت کاتد طلا به روش تبخیر حرارتی در فشار 10^{-5} torr بر روی لایه‌ها نشانده شد.

۳- بحث و نتایج

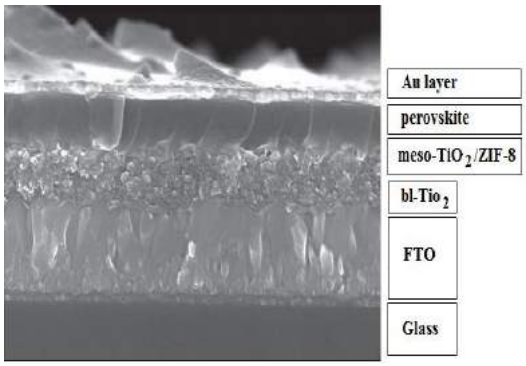
شکل ۴ الف، طرحواره و شکل ۴ ب تصویر SEM از سلول‌خورشیدی پروسکایتی با لایه ZIF-8 را به‌عنوان لایه مرزی نشان می‌دهد. در شکل ۵ نمودار جریان-ولتاژ برای نمونه های ساخته شده با لایه مرزی ZIF-8 با یک، دو و سه مرتبه لایه‌نشانی چرخشی رسم شده است. همچنین، جدول ۱ پارامترهای‌های به‌دست آمده از نمودار-جریان ولتاژ را نشان می‌دهد. با توجه به نتایج حاصل از جدول، مشخص است که با افزایش ضخامت لایه ZIF-8، ولتاژ مدار باز (V_{oc}) به تدریج افزایش یافته است.از آنجایی که ولتاژ مدار باز، اختلاف تراز رسانش TiO_2 با تراز HOMO ماده پروسکایت است، به احتمال زیاد لایه نشانی نانو کریستال‌های ZIF-8 بر روی لایه مزومتخلخل TiO_2، لبه باند رسانش آن را به سمت پتانسیل‌های منفی‌تر جابه جا کرده و میزان بازترکیب را در مرز مشترک TiO_2/ZIF-8/perovskite کاهش داده است [۵]. اما جریان مدار بسته (J_{sc}) با افزایش ضخامت ZIF-8 مقدار کمتری را نشان می‌دهد. با توجه به‌اینکه شبکه آلی-فلزی ZIF-8، تخلخل و مساحت سطح ویژه بالایی دارد ، انتظار بر این است که ماده پروسکایت به آسانی وارد خلل و فرج لایه ZIF-8 شود و در نتیجه میزان جذب نور و متعاقب آن تولید اکسیتون را به میزان قابل توجهی افزایش دهد. اما جریان مدار بسته، علاوه بر جذب فوتون و جدایی اکسیتون‌ها در مرزها، به تزریق الکترون از پروسکایت به تراز رسانش TiO_2 نیز بستگی دارد [۶]. جابه‌جایی باند رسانش TiO_2 به سمت پتانسیل‌های منفی‌تر، میزان تزریق الکترون‌ها را در مرز مشترک TiO_2/ZIF-8/perovskite به علت وجود لایه ZIF-8، کاهش داده که این عامل سبب کم شدن جریان مدار بسته با افزایش ضخامت لایه ZIF-8 شده است. همچنین، مشاهده می‌شود، بهترین عملکرد

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

سلول مربوط به یک مرتبه لایه‌نشانی ZIF-8 بر روی لایه مزومتخلخل TiO_2 با $J_{sc}=7.48\ mA\ cm^{-2}$، $V_{oc}=0.64\ V$ و بازدهی ۲,۷۱٪ است.



(الف)

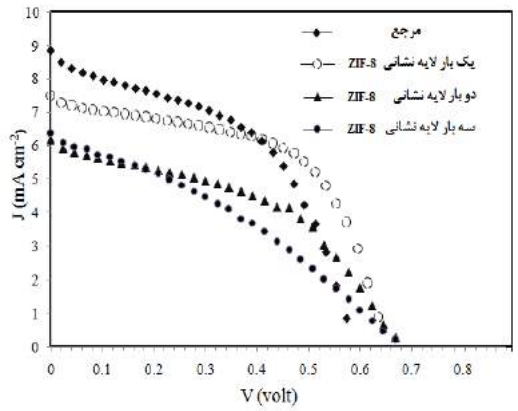


(ب)

شکل ۴: الف) طرحواره و ب) تصویر SEM سلول خورشیدی پروسکایتی با لایه ZIF-8

۴- نتیجه گیری

سلول‌های خورشیدی پروسکایت بدون استفاده از ماده انتقال دهنده حفره و با استفاده از ماده $CH_3NH_3PbI_3$ هم به‌عنوان جاذب نور و هم انتقال دهنده حفره ساخته شدند. نانو کریستال‌های ZIF-8 به عنوان لایه مرزی با استفاده از لایه نشانی چرخشی بین ماده پروسکایت و لایه مزومتخلخل TiO_2 لایه‌نشانی شدند. اثر ضخامت لایه ZIF-8 بر روی عملکرد سلول خورشیدی پروسکایتی مورد ارزیابی قرار گرفت. بهترین بازدهی سلول (۲,۷۱٪) برای ضخامت بهینه لایه ZIF-8 با یک مرتبه لایه نشانی بر روی لایه TiO_2 به‌دست آمد.



شکل ۵: نمودار جریان-ولتاژ برای سلول خورشیدی پروسکایتی با یک، دو و سه مرتبه لایه‌نشانی ZIF-8 و سلول خورشیدی پروسکایتی مرجع

	Voc(volt)	Jsc(mA cm $^{-2}$)	Fill factor	Efficiency(%)
مرجع	0.58	8.84	0.49	2.51
یک بار لایه نشانی ZIF-8	0.64	7.48	0.56	2.71
دو بار لایه نشانی ZIF-8	0.68	6.35	0.33	1.45
سه بار لایه نشانی ZIF-8	0.68	6.16	0.45	1.90

جدول ۱: پارامترهای به‌دست آمده از نمودار جریان ولتاژ برای سلول خورشیدی پروسکایتی با یک، دو و سه مرتبه لایه‌نشانی ZIF-8 و سلول خورشیدی پروسکایتی مرجع

مراجع

[1] D. J. L. Ryan, J. Kuppler, Q. R. Fang, J. R. Li, T. A. Zhou, D. Y. Mark, D. Young, D. Zhao, W. Zhou, "Potential applications of metal-organic frameworks" Coord. Chem. Rev., Vol. 253, pp. 3042-3066, 2009.

[2] A. U. Czaja, U. Trukhan, U. Muller, "Industrial applications of metal-organic frameworks" Chem. Soc. Rev. Vol. 38, pp. 1284-1293, 2009.

[3] K. S. Park, Z. Ni, A. P. Côté, J. Y. Choi, R. Huang, F. J. Uribe-Romo, H. K. Chae, M. O'Keeffe, O. M. Yaghi, "Exceptional chemical and thermal stability of zeolitic imidazolate frameworks" Proc. Natl. Acad. Sci., Vol. 103, pp. 10186-10191, 2006.

[4] M. Dadestani, A. pourghazi, "Optical properties of strontium monochalcogenides from first principles" Phys. Rev. B, Vol. 73, pp. 195102, 2006.

[5] M. Turrion, J. Bisquert, P. Salvador, "Flat band potential of F:SnO_2 in a TiO_2 dye-sensitized solar cell: an interference reflection study" J. Phys. Chem. B, Vol. 107, pp. 9397-9403, 2003.

[6] M. Z. H. Khan, M. R. Al-Mamun, P. K. Halder, M. A. Aziz, "Performance improvement of modified dye-sensitized solar cells' Renew Sust Energy Rev., Vol. 71, pp. 602-617, 2017.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

بررسی و شبیه‌سازی بلورهای فوتونی سه بعدی اپال و اپال وارون دی اکسید سیلسیوم بهینه شده و سنتز پلی استایرن با کنترل مشخصه ترمودینامیکی

ساره امیدواری[۱]، آذردخت مظاهری[۱]، سید محمد حسین امین جواهری[۲]، سید محمد رضا موسوی[۲]، محمد مهدوی[۳]

[۱]مجتمع علوم کاربردی مالک اشتر، دانشکده فیزیک، اصفهان، شاهین شهر

[۲]مجتمع علوم کاربردی مالک اشتر، مرکز اپتوالکترونیک ، اصفهان، شاهین شهر

[۳]مجتمع علوم کاربردی مالک اشتر، دانشکده شیمی، اصفهان، شاهین شهر

چکیده – در این مقاله ساختارهای بلور فوتونی سه بعدی اپال و اپال وارون هوا در SiO_2 شبیه‌سازی شده‌اند و به منظور داشتن گاف نواری بسامدی پهن، بهینه سازی گردیده‌اند. سپس با توجه به شعاع بهینه کره‌های هوا، ویژگی ساختار بلور فوتونی اپال متشکل از کره‌های پلی استایرن در هوا شبیه‌سازی شده است. در انتها، با تهیه اپال به روش سل-ژل، ذرات هم‌اندازه و با شعاع بهینه‌شده‌ای بدست آمدند که تصویر SEM آن‌ها مشابه نتایج شبیه‌سازی به دست آمده است.

کلید واژه- اپال، اپال وارن، بلور فوتونی سه بعدی پلی استایرن، گاف نواری بلور فوتونی

Investigation and simulation of the optimized three-dimensional opal and inverse opal of SiO_2 photonic crystals and synthesis of Polystyrene by controlling the thermodynamic property

Mazaheri, Azardokht[1]; Omidvari, Sareh[1]; Amin Javaheri, Seyed mohammad hossein[2];

Mousavi, Seyed mohammad reza[1]; Mahdavi, Mohammad[3]

[1] Institute of Applied Sciences of Malek Ashtar, Department of Physics, Isfahan, Shahin Shahr

[2] Institute of Applied Sciences of Malek Ashtar, Optoelectronic Center, Isfahan, Shahin Shahr

[3] Institute of Applied Sciences of Malek Ashtar, Department of Chemistry, Isfahan, Shahin Shahr

Abstract- In this paper, three-dimensional photonic crystal structures of air inverse-opal and opal in the SiO_2 is simulated and structures are optimized in order to have a wide frequency band gap. Using the optimal radius of air spheres, characteristic of the opal photonic crystal made of polystyrene spheres in air is simulated. Finally we are produced opal by sol-gel method obtained particles with optimal radius and equal size that their SEM images are similar to the simulation results.

Keywords: Opal, Inverse-opal, Polystyrene three-dimentional photonic crystal, Photonic crystal band gap.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

بلورهای فوتونی، مواد اپتیکی مصنوعی هستند که امکان کنترل نور را فراهم می‌کنند. ساختار بلور فوتونی، آرایه منظم و متناوب از دو یا چند ماده با ضریب شکست متفاوت است به گونه‌ای که تغییرات در ضریب شکست می‌تواند در یک، دو یا سه بعد تکرار شود. همان‌گونه که مواد نیم‌رسانا با پتانسیل الکترونی متناوب سبب ایجاد نوار ممنوعه در انرژی الکترون‌ها می‌گردند، ساختارهای بلور فوتونی نیز سبب ایجاد نوارهای بسامدی و گاف نوار بسامدی می‌شوند. طول دوره تناوب این ساختارها را ثابت شبکه می‌نامند که با ثابت شبکه معمولی اتم‌ها قابل مقایسه است [۱،۲]. امروزه بلورهای فوتونی به‌دلیل توانمندی گسترده در سیستم‌های نوری نوین نقش مهمی را ایفا می‌کنند [۳-۵]. پاشندگی نور از بلور فوتونی (ساختار اپال) می‌تواند باعث ایجاد فلاش‌هایی با هر کدام از رنگ‌های رنگین کمان شود. منشا قوس و قزح در اپال‌ها ناشی از ریز ساختارهایی است که به‌طور منظم کنار هم قرار گرفته‌اند و باعث می‌شوند که نور از صفحات کره‌ها پاشیده شود و هم‌چنین اندازه قطر و فاصله کره‌ها، بر بسامد نور مشاهده شده تاثیر می‌گذارد. طول موج نور پاشیده شده از این ساختار، چند صد نانومتر است و در ناحیه طول موج‌های مریی قرار می‌گیرد. تولید اپال‌ها به آن دلیل حائز اهمیت است که مرحله‌ای برای تولید محصول اپال وارون (یک بلور فوتونی سه بعدی با گاف نواری کامل) است [۶]. ساختار اپال وارون به دلیل خواص اپتیکی آن به عنوان ابر منشور و ابر عدسی استفاده می‌شود و هم‌چنین در سلول‌های خورشیدی به منظور افزایش استخراج نور و افزایش بازدهی نور به کار می‌رود.

در این مقاله، با توجه به ضریب دی‌الکتریک متفاوت دو محیط و شعاع مختلف، به بررسی ساختار بلور فوتونی اپال و اپال وارون پرداخته می‌شود و پارامترهای وابسته به آن تحلیل و شبیه‌سازی می‌گردد.

۲- مبانی نظری

به‌منظور دست‌یابی به ساختار نواری، محیط‌های متناوب با ضریب دی‌الکتریک مختلف بررسی و به‌منظور به‌دست آوردن ساختار نواری در محیط‌های متناوب، روش‌های مختلفی ارائه شده است که متداول‌ترین آن روشی است که در آن میدان مغناطیسی با استفاده از تئوری بلاخ برحسب امواج تخت بسط داده شده و با بسط ثابت دی الکتریک در فضای شبکه وارون، معادله موج حاصل از معادلات ماکسول در فضای فرکانس (ω) و فضای بردار موج (k) به‌دست می‌آید. در نهایت معادله حاصل به روش‌های عددی حل شده و به این ترتیب وابستگی ω به k به‌دست می‌آید [۵].

این روش بر اساس بسط فوریه و تابع دی‌الکتریک است و با توجه به معادلات الکترومغناطیس ماکسول، معادله میدان مغناطیسی به صورت معادله (۱) به‌دست می‌آید [۴].

$$\nabla\times(\frac{1}{\varepsilon(\vec{r})}\nabla\times H(\vec{r}))=(\frac{\omega}{c})^2 H(\vec{r}) \qquad (۱)$$

فرض می‌شود که محیط مادی، همگن و همسانگرد است و ثابت دی‌الکتریک مستقل از بسامد در نظر گرفته می‌شود. در نتیجه میدان مغناطیسی و ثابت دی‌الکتریک بر حسب امواج تخت مطابق معادله‌های (۲) خواهند شد.

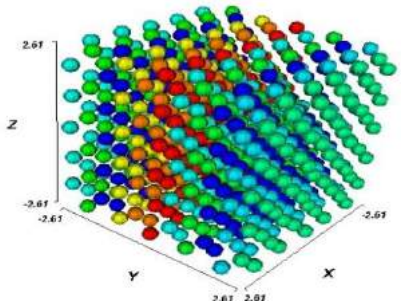
$$H(\vec{r})=\sum_G H(\vec{G})\exp\{i(\vec{k}+\vec{G}).i\}$$
$$D(\vec{r})=\sum_G k(\vec{G})\exp(i\vec{G}.\vec{r}) \qquad (۲)$$

با مشخص کردن $k(\vec{G})$ و حل معادلات بالا برحسب Gهای مختلف، بسامد متناظر با هر بردار موج تعیین و بدین ترتیب ساختار نواری به دست می‌آید.

۳- طراحی و شبیه‌سازی

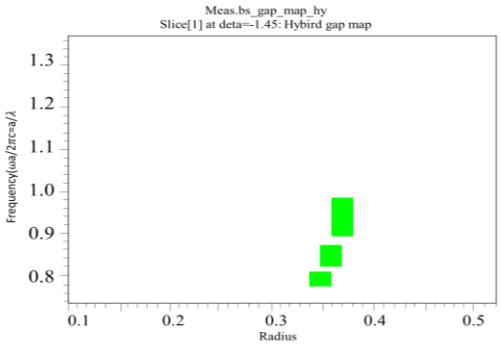
ساختار اپال وارون اکسید سلیسیوم، یک ساختار بلور فوتونی سه بعدی و متشکل از آرایه‌ای از کره‌های هوا در زمینه اکسید روی با ساختار مکعبی مرکز پر(FCC) است. در این پژوهش با توجه به ضریب دی‌الکتریک اکسید سلیسیوم در ناحیه مریی که ۱/۴۵۷-۱/۴۵۹ است، با استفاده از روش بسط موج تخت(PWE) شبیه‌سازی شد. شکل ۱ طراحی ساختار سه بعدی اپال وارون را نشان می‌دهد (شبیه سازی با استفاده از نرم افزار Rsoft صورت گرفته است). در این شبیه‌سازی اثر تغییر شعاع کره‌های هوا و اختلاف ضریب دی‌الکتریک بین ماده و محیط برای داشتن گاف نواری کامل در تمامی نواحی بسامدی بررسی شد.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد



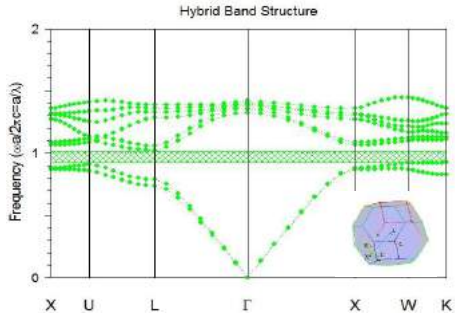
شکل۱: طراحی ساختار سه بعدی اپال وارون

شبیه‌سازی برای ساختار اپال وارون با ضریب دی الکتریک ۱/۴۵۹ برای زمینه و ضریب دی الکتریک ۱ برای کره‌های هوا برای شعاع‌های ۰/۳٤a تا ۰/۳۸a انجام شده است و نمودار گاف نواری آن در شکل ۲ رسم شده است. شکل ۳ یک گاف نواری باریک بین ۰/۹۲a/λ تا ۱/۰۳ a/λ را نشان می‌دهد (a دوره تناوب شبکه است). سپس برای بهینه نمودن ساختار، شبیه‌سازی برای شعاع‌های مختلف کره‌ها در ساختار اپال وارون انجام شد و مشاهده گردید که تنها برای کره‌های هوا با شعاع بین ۰/۳٤a تا ۰/۳۸a ساختار دارای گاف نواری است. بنابراین اساس طراحی و شبیه‌سازی را برای شعاع بهینه ۰/۳۸a قرار داده‌ایم. در نمودار شکل ۳ شعاع بهینه و اختلاف ضریب دی‌الکتریک ۱/۴۵۹ در نواحی بسامدی گاف نواری مشاهده می‌گردد.



شکل۲: گاف نواری به ازای شعاع‌های مختلف برحسب a. اختلاف ضریب دی الکتریک بین اپال‌های وارون و محیط پس زمینه در نمودار ۱/۴۵۹ است.

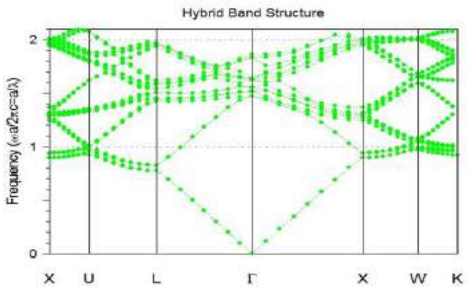
نمودار شعاع بهینه با اختلاف ضریب دی الکتریک ۱/۴۵۹رسم شد همان‌طور که در شکل ۳ مشاهده می‌شود در تمام نواحی بسامدی گاف نواری داریم.



شکل۳: نمودار گاف نواری اپال وارون را برای شعاع بهینه و اختلاف ضریب دی الکتریک ۱/۴۵۹ بین کره‌های اپال و محیط پس زمینه نشان می‌دهد.

۴- طراحی و شبیه‌سازی ساختار اپال

اپال‌ها دارای ساختار متناوب از کره‌های پلی استایرن (PS) به صورت شبکه FCC هستند. کره‌های PS در ناحیه مریی دارای ضریب شکست ۱/۳۷-۱/۵۲ هستند که در هوا واقع شده‌اند و شعاع بهینه آن‌ها، مطابق آنچه در بخش قبل به‌دست‌آمد، ۰/۳۸ است.



شکل۴: نمودار گاف نواری اپال برای شعاع بهینه

مشاهده می‌گردد برخلاف اپال وارون که گاف نواری کامل دارد این ساختار گاف نواری کامل نشان نمی‌دهد.

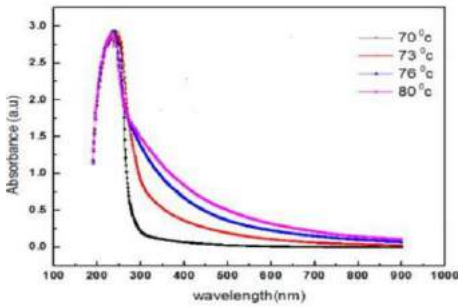
۵- سنتز پلی استایرن

روش ساخت: پلی استایرن (Ps) با استفاده از پلیمریزاسیون رشد زنجیره‌ای رادیکال آزاد، ساخته می‌شود. کره‌های Ps دارای اندازه‌های یکنواخت هستند و با استفاده از پلیمریزاسیون مونومر (Ps) در آب تهیه می‌شوند. از آن‌جا که مونومر استایرن در آب قابل حل نیست، باید آن را به‌وسیله فرآیندی به نام پلیمریزاسیون امولسیونی، پلیمرایز کرد. در اینجا امولسیون به معنای سوسپانسیون قطرات روغن در آب است [۷و۸]. برای شروع پلیمریزاسیون به یک آغازگر نیاز است، دی بنزوئیل پراکساید به‌عنوان یک آغازگر مولکولی است که می‌تواند جزئی از واکنش را تشکیل دهد. آب

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

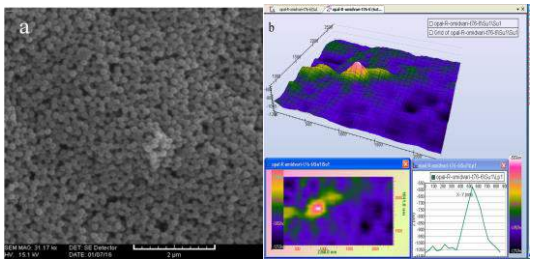
دوباریونیزه، مونومر و دی بنزوئیل پراکساید به صورت محلول در آمده و مخلوط در مدت ۹۰ دقیقه با دماهای ۸۰ و ۹۰ درجه سنتز می‌شود. بعد از اتمام زمان سنتز، ساختارهای اپال تشکیل می‌گردد.

نمودار جذب UV، برای دماهای مختلف در شکل ۵ رسم شده است.



شکل۵: جذب UV برای دماهای مختلف

تصویر SEM و STM حاصل از ساختار سنتز شده به ترتیب در شکل‌های ٦-a و ٦-b قابل مشاهده است. آشکار است که اندازه کره‌ها با توجه به دمای سنتز تغییر می‌کند.



شکل۶: a) تصویر SEM از ساختار کره‌های اپال سنتز شده در دمای ۸۰ درجه سانتی‌گراد (اندازه ذرات ۲۰۰nm)، b) تصویر STM حاصل از نمونه سنتز شده دردمای ۹۰ درجه سانتی‌گراد (اندازه ذرات در حدود ۳۵۰nm)

۶- بحث و نتیجه‌گیری

بلورهای فوتونی مانند مواد دی‌الکتریک دارای گاف نواری هستند. با استفاده از گاف نواری بسامدی، می‌توان نور را در این نوع ادوات کنترل نمود. یکی از عوامل موثر در میزان پهنای گاف نواری، اختلاف ضریب دی‌الکتریک‌های محیط‌های مختلف است و هرچه میزان این اختلاف بیش‌تر باشد پهنای گاف نواری نیز افزایش می‌یابد. مواد اپال دارای ضریب دی‌الکتریک کم‌تر از ۲ هستند، از این رو به‌دلیل اختلاف کم میان ضریب دی‌الکتریک کره‌های اپال و محیط هوا، مشاهده گاف نواری کامل در تمامی نواحی بسامدی ممکن نیست. پس از محاسبات و بهینه‌سازی به روش بسط موج تخت، شعاع ۰/۳۸a برای اپال‌های وارون و اختلاف ضریب دی‌الکتریک ۱/۴۵۹ میان اپال و محیط به‌منظور ایجاد ساختار بلورفوتونی سه بعدی با گاف نواری کامل به دست آمد. برای داشتن ضریب دی‌الکتریک مورد نظر، از ترکیب SiO_2 که دارای ضریب دی‌الکتریک بزرگ‌تری نسبت به کره‌های اپال است برای دست‌یابی به گاف نواری کامل استفاده شد. داده‌های تجربی حاصل از ساخت اپال با داده‌های شبیه‌سازی کاملا سازگاری دارند. با توجه به نتایج به‌دست آمده با افزایش دما، شاهد افزایش اندازه ذرات هستیم و از طرفی نیز با افزایش دما، جابه‌جایی قرمز حاصل شد. در نتیجه می‌توان جابه جایی قرمز را به‌عنوان معیاری برای سنجش اندازه ذرات به‌کار گرفت.

مراجع

[1] H. Zhang, Photonic band gap of three dimensional magnetized photonic crystal with Voigt configuration, The European Physical Journal D, 67(8): p. 1-13. 2013.
[2] B. Holland, C. Blanford, A. Stein, Synthesis of macroporous minerals with highly ordered three-dimensional arrays of spheroidal voids, Science 281(5376): p. 538-540 , 1998.
[3] B. Rezaei, Optimization of Q-factor in direct-coupled cavity-waveguide photonic crystal structures, Optic-International Journal for Light and Electron Optics, 124(24): p. 7056-7061, 2013.
[4] W. Wei, Designing of High Performance Photonic Crystal Filter with two channels, in Industrial Electronics (ISIE), International Symposium on IEEE, 2012.
[5] H. Shen, S. Banerjee,D. Klotzkin, Wavelength Division Multiplexer Based on Photonic Crystal Filters Integrated into Silicon-on-Insulator Waveguides, in Information Photonics, Optical Society of America, 2005.
[6] V. Rybin, I.Shishkin, Band structure of photonic crystal fabricated by two-photon polymerization, journal Crystal vol. 5 (2015) 61-73.
[7] J. Joannopoulos, Photonic crystals: molding the flow of light: Princeton university press, 2011.
[8] A. Stein, R. Schroden, Colloidal crystal templating Of three-dimensionally ordered Macroporous solids: materials for photonics and beyond. Current Opinion, in Solid State and Materials Science, 5(6): p. 553-564. 2001.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

رشد و مطالعه خواص ساختاری و فیزیکی نانو صفحات اکسید روی به روش الکتروانباشت

حسین حقانی ، محمد ابراهیم قاضی ، مرتضی ایزدی فرد

دانشکده فیزیک ، دانشگاه صنعتی شاهرود ، شاهرود

چکیده

دراین کار با روش الکتروانباشت ، نانو صفحات اکسید روی(*ZnO*) روی زیرلایه *ITO* لایه نشانی گردید. استفاده از روش الکترو انباشت برای تهیه نانو ساختارهای اکسید روی به دلیل سادگی , سرعت انجام ,دمای پایین و هزینه های نسبتا کم آن بسیار مناسب است. در این روش با کنترل آسان غلظت الکترولیت , دما , ولتاژ و زمان می توان قطر و ارتفاع نانو صفحه های اکسید روی را کنترل نماییم و خواص ساختاری و اپتیکی آنها با استفاده ازاندازه گیری هایی نظیر پراش پرتو ایکس (*XRD*) ، تصاویر *FESEM* و طیف سنجی در ناحیه *UV-VISIBLE* بررسی گردید. مطالعات ساختاری ، تشکیل نانو صفحات اکسید روی را با ساختار شش گوشی تایید نمودند. گاف انرژی ساختار اندازه گیری و مقدار آن ۳/۴۳ بدست آمد.

کلید واژه- الکتروانباشت ، نانوصفحات اکسید روی، پراش اشعه ایکس (XRD) ، میکروسکوپ الکترونی روبش (FESEM) ، طیف سنجی در ناحیه-UV VISIBLE

Growth and study of structural and optical properties of ZnO nano-plate by electrodeposition method

Hossein Haghghani , Mohammad Ebrahim Ghazi , Morteza Izadyfard

Department of Physics, University of Shahrood, Shahrood , Iran.

Abstract:

In this work ZnO nano-plate was synthesed on the indium-doped tin oxide (ITO) substrate by electrodeposition method. Prepare ZnO nano structure by electrodeposition method is a suitable method because it is simple , low cost and fast. The X-ray diffraction (XRD), Scanning electron microscopy (FESEM) , UV-VISIBLE were used to study the structure and optical properties of the samples. The result confirm formation of ZnO Nano-Plate with hexagonal structure and 3.43 (eV) band gap.

Keywords : Electrodeposition;Zinc Oxide Nano-Plate;XRD;FESEM;UV-VISIBLE

.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

مقدمه

امروزه، نانوساختارهای تهیه شده بر پایه مواد نیمرسانا, به دلیل خواص ویژه و همچنین کاربردهای تکنولوژیکی فراوانی که دارند، توجه بسیاری از پژوهشگران را به خود جلب کرده اند. در این میان اکسید روی (ZnO) یک ماده نیمرسانا پر کاربرد از گروه ترکیبات II-VI با گاف انرژی حدود ۳/۳۷ eV و انرژی بستگی ۶۰ meV در دمای اتاق است[۱,۲]. نانو ساختارهای اکسید روی دارای خواص مکانیکی، الکتریکی، شیمیایی، نوری و پیزوالکتریک مناسب هستند[۳]. از جمله کاربردهای اکسید روی میتوان ازاستفاده آن درساخت حسگرهای گازی[۴,۵]سلول های خورشیدی و قطعات لیزری اشاره کرد[۶]. همچنین از نانو ذرات اکسید روی به دلیل جذب اشعه ماورا بنفش به عنوان فوتو کاتالیست برای رفع آلودگی های محیط زیست استفاده می شود. در سال های اخیر روش های مختلفی برای سنتز نانو ساختارها مانند تابش مایکرویو ،گرماآبی، هیدروترمال ، سل ژل و الکتروانباشت ارائه و گزارش شده است. دراین کار از روش الکترو انباشت برای تهیه نانو ساختارهای اکسید روی استفاده شده است که این روش به دلیل سادگی ، سرعت انجام ، دمای پایین و هزینه های نسبتا کم آن بسیار مناسب است[۷،۸].

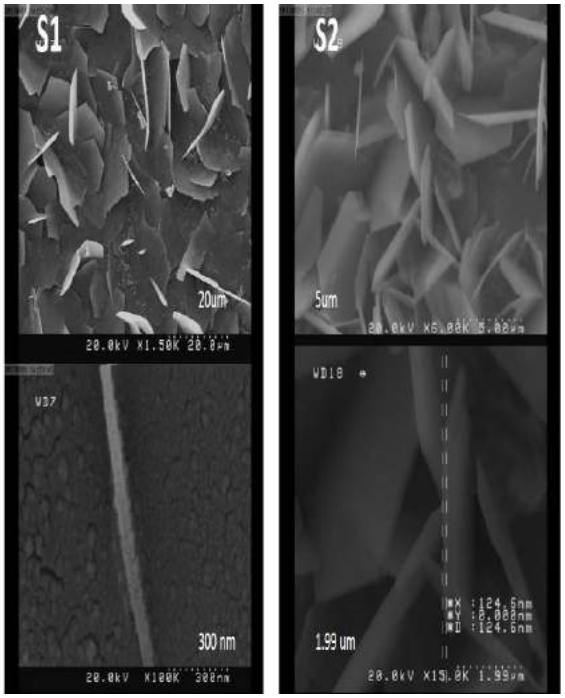
جزئیات کارهای آزمایشگاهی

دراین روش ابتدا باید زیرلایه ITO با مقاومتی کمتر از ۱۵ اهم را تهیه کرد. سپس باید آن را در در محلولی از استون و الکل ایزوپروپانول در دستگاه التررا سونیک به مدت ۲۰ دقیقه قرار داد تا تمیز شود , بعد آن را با گاز نیروژن خشک می گردد. محلول انباشت شامل۰/۲گرم $ZnCl_2$ و ۱/۸ گرم KCl است که در ۲۵۰ میلی لیتر آب مقطر دو بار تقطیر در دمای ۸۰ درجه سانتی گراد رو همزن مغناطیسی به مدت ۳۰ دقیقه قرار می گیرد. بعد از آن PH محلول اندازه گرفته شد که حدود ۳/۵ بود. برای انباشت ابتدا نمودار CV محلولرا برای انتخاب ولتاژ انباشت مناسب اندازه گیری گردید که ولتاژ مناسب ۰/۹- ولت بدست آمد. برای انباشت از روش سه الکترودی استفاده شد که زیرلایه مورد نظر الکترود کار , ورق پلاتین به عنوان الکترود شمارنده و Hg/HgCl به عنوان الکترود مرجع قرار گرفتند. گام زمان S ۰/۰۵ و گام پتانسیل V ۰/۰۰۱ و سرعت جاروبV/S ۰/۰۲ انتخاب گردید. بعد از بدست اوردن پتانسیل ، انباشت در مد CHC و محلول در دمای ثابت ۸۰ درجه سانتی گراد به مدت ۳۰ دقیقه انجام شد. از تحلیل های پراش اشعه ایکس (XRD) ، تصاویر میکروسکوپ الکترونی(FESEM) وUV-VISIBLE برای مطالعه نمونه ها استفاده گردید[۹،۱۰،۱۱].

نتایج و بحث

الف)مورفولوژی سطح

تصاویر FESEM ثبت شده از نمونه در شکل ۱ نشان داده شده است. این تصاویر بیانگر تشکیل نانوصفحات اکسید روی با ضخامت حدود ۱۲۰ نانومتر است. ضخامت نانوصفحات می تواند با تغییر غلظت محلول ، ولتاژ و زمان انباشت تغییر کند.



شکل ۱: تصاویر FESEM نانو صفحات اکسید روی

ب)خواص ساختاری

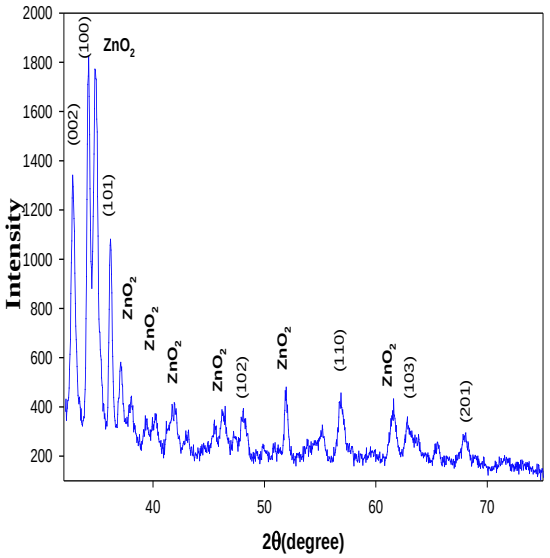
طیف پراش اشعه ایکس نمونه در شکل ۲ نشان داده شده است. محل قله ها نشانگر تشکیل ساختار شش گوشی اکسید روی می باشد. اطلاعات استخراج شده از طیف پراش برای چند قله با شدت بیشتر در جدول ۱ آورده شده است.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

با استفاده از رابطه ویلیامسون-هال[۱۲]

$$\beta\cos\theta = 0.9\frac{\lambda}{d} + 2A\varepsilon\sin\theta$$

که در این رابطه λ طول موج اشعه ایکس که معمولا لامپ مسی است که در این لامپ λ=1.5406 است و d اندازه دانه ، A ثابت (A=1) ، β پهنای پیک در نیمه ارتفاع آن (برحسب رادیان) و θ زاویه براگ می باشند. با رسم نمودار $\beta\cos\theta$ بر حسب $\sin\theta$ یک نمودار به ما داده می شود که دارای شیب و عرض از مبدا است به کمک این داده های استخراج شده می توان اندازه متوسط بلورک ،کرنش و چگالی در رفتگی را محاسبه کرد. کرنش در نمونه باعث پهن شدگی قله پراش و چگالی در رفتگی نشان دهنده میزان نواقص بلوری در نمونه می باشند که در کیفیت بلوری نمونه و در نتیجه روی خواص اپتیکی نمونه تاثیر می گذارند. ناخالصی های موجود در الگوی XRD ترکیبات ZnO_2 می باشندکه در شکل مشخص شده اند.



شکل ۲ : نمودار XRD نانو صفحات اکسید روی.

جدول ۱ : داده های استخراج شده از نتایج XRD

	۱	۲	۳	۴
۲θ	۳۱/۷۶	۳۴/۴۲	۳۶/۲۵	۵۶/۵۹
θ	۱۵/۸۸	۱۷/۲۱	۱۸/۱۳	۲۸/۲۹
b	۰/۱۲۹۴	۰/۰۹۵۰	۰/۱۲۹۶	۰/۲۳۲۳
β	۰/۰۰۵۳	۰/۰۰۳۹	۰/۰۰۵۳	۰/۰۰۹۵
cosθ	۰/۹۶	۰/۹۵	۰/۹۵	۰/۸۸
sinθ	۰/۲۷	۰/۲۹	۰/۳۱	۰/۴۷
βcosθ	۰/۰۰۵۰	۰/۰۰۳۷	۰/۰۰۵۰	۰/۰۰۸۳

با استفاده از داده های جدول۱ و میانگین گیری از آن ها و رسم نمودار ، اندازه متوسط بلورک بدست می آید که که در جدول ۲ ذکر شده است.

جدول ۲ : نتایج بدست امده از تحلیل داده های XRD

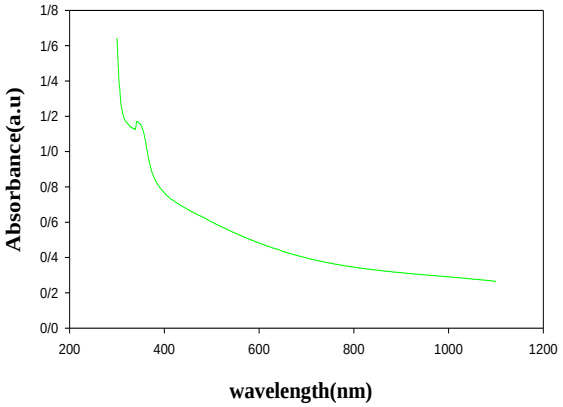
۱۱۵/۵	اندازه بلورکnm
۰/۰۱	کرنش
۰/۰۰۰۰۷۴	چگالی در رفتگی cm^{-2}

ج)خواص اپتیکی

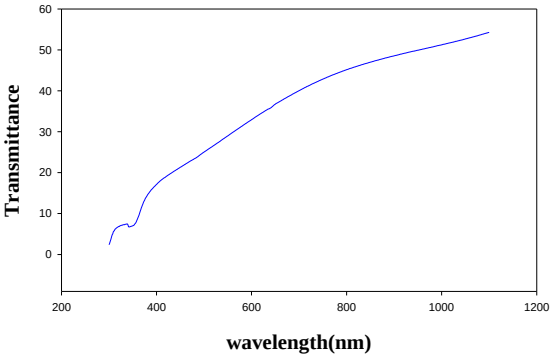
در شکل ۳ (الف و ب) نمودار های طیف جذب و عبور بر حسب طول موج که توسط دستگاه UV-VISIBLE بدست آمده نشان داده شده است. به کمک این نمودار و داده هایی که از آن استخراج می شود می توان گاف نواری مستقیم (Eg) نمونه را با استفاده از رابطه $(\alpha hv)^2=A(hv-E_g)$ بدست آورد. در این عبارت α ضریب جذب و hv انرژی فوتون های فرودی می

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

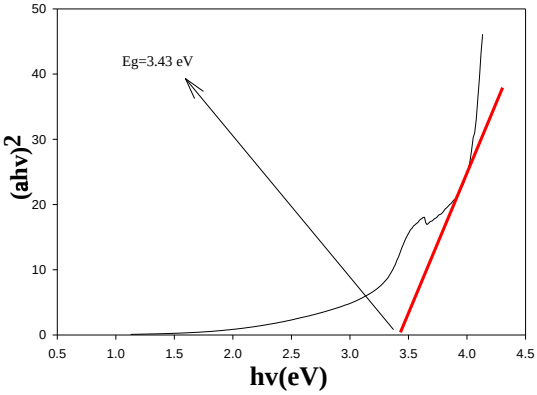
باشد . در شکل ۴ نمودار $(\alpha hv)^2$ بر حسب hv رسم شده است. با برون یابی قسمت خطی منحنی و تقاطع آن با محور hv می توان گاف انرژی را محاسبه کرد. مقدار گاف نواری برابر با eV ۳/۴۳ بدست آمد که در توافق با مقادیر گزارش شده (۳/۳۷) است.



شکل ۳(الف) : نمودار طیف جذب نمونه مورد بررسی.



شکل ۳ (ب) : نمودار طیف عبور نمونه مورد بررسی.



شکل ۴ : نمودارتغییرات $(\alpha hv)^2$ بر حسب انرژی فوتون

نتیجه گیری

به طور خلاصه این مقاله بیان می کند که سنتز نانو صفحات اکسید روی بر روی زیرلایه ITO با روشی بسیار ساده و قابل کنترل الکترو انباشت انجام گردید. مطالعات ساختاری ، تشکیل ساختار شش گوشی اکسید روی را تائید نمودند. مقدار گاف نواری نیز با مطالعات اپتیکی اندازه گیری که برابر eV ۳/۴۳ بدست آمد.

منابع

[1] M.S.Tokumoto,V.Briois,C.V.Santillands and H.Pul Cinelli,"Preparation of Zno Nanoparticles:Structural Study of the Molecular Precursor", Journal of Sol-Gel Science and Technology 26,547-551,2003

[2]Q.X.Zhao,M.Willander,R.E.Morjan,Q.H.Hu,andE.E.B.Campbell, "Optical recombination of ZnO nanowires grown on sapphire and Si substrates," Applied Physics Letters, vol. 83, no. 1, pp. 165–167, 2003

[3] H. Zhu, C.-X. Shan, J.-Y. Zhang, Z.-Z. Zhang, B.-H. Li, D.-X. Zhao, B. Yao, D.-Z. Shen, X.-W. Fan, Z.-K. Tang, X. Hou, and K.-L. Choy, "Low-threshold electrically pumped random lasers," Adv. Mater., vol. 22, pp. 1-5, Jan. 2010.

[4] Wu. Wenwei and Q. Jiang, "Preparation of nanocrystalline zinc carbonate and zinc oxide via solid-state reaction at room temperature".Material Letters.60(2006) 2791-2794.

[5] Z. W. Pan, Z. R. Dai and Z. L. Wang, "Nanobelts of semiconducting oxides," Science, vol. 291, pp. 1947, Feb. 2001.

[6] Y. Xi, J. Song, S. Xu, R. Yang, Z. Gao, C. Hu and Z. L. Wang, "Growth of ZnO nanotube arrays and nanotube based piezoelectric nanogenerators," J. Mater. Chem., vol. 19, pp. 9260-9264, Oct. 2009.

[7] B. Liu and H. C. Zeng, "Room temperature solution synthesis of monodispersed single-crystalline ZnO nanorods and derived hierarchical nanostructures,' Langmuir, vol. 20, pp. 4196-4204, Feb. 2004.

[۸] سیم چی. ع.، (۱۳۸۷)، آشنایی با نانو ذرات(خواص، روش های سنتز و ...)

[9] B. Illy, B .A Shollock, J.L MacManus-Driscoll,and M. P Ryan" Electrochemical growth of ZnO nanoplates", Nanotechnology, Vol 16 , pp. 21 January 2005

[10] Seok-In Na, Seok-Soon Kim, Woong-Ki Hong, Jeong-Woo Park, Jang Jo,Yoon-Chae Nah, Takhee Lee, Dong-Yu Kim" Fabrication of TiO2 nanotubes by using electrodeposited ZnO nanorod template and their application to hybrid solar cells"pp. 25 October 2007.

[11] Nur Kıcır, Tunç Tüken, Ozge Erken, Cebrail Gumus, Yuksel Ufuktepe, "Nanostructured ZnO films in forms of rod, plate and flower: Electrodeposition mechanisms and characterization", In Applied Surface Science, Volume 377, 2016, Pages 191-199.

[12] Williamson, G.K. and Hall,W.H., Acta Metall, Vol. 1, p. 22, 1953.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

خواص نوری غیرخطی و محدودسازی نوری محلول کلوئیدی اکسید گرافن در آب و اتانول

عبدالناصر ذاکری[۱]، مجتبی ابراهیمی رزگله[۱]

۱- بخش فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه شیراز، شیراز، ایران

چکیده – در این مقاله خواص نوری غیرخطی و محدودسازی نوری نانو ذرات اکسید گرافن در دو محیط آب و اتانول مورد بررسی قرار گرفته است. با استفاده از یک لیزر دیودی در طول موج ۵۳۲ نانومتر خواص جذب غیرخطی با تکنیک جاروب **z** روزنه باز بررسی شد. نتایج نشان داد که اکسید گرافن در آب در رژیم پیوسته خواص جذب غیرخطی قابل ملاحضه‌ای از خود نشان نمی‌دهد. این در حالی است که اکسید گرافن پراکنده شده در اتانول خواص جذب غیرخطی بزرگی نشان می‌دهد. خواص محدودسازی نوری نمونه‌ها همچنین با استفاده از هارمونیک دوم لیزر پالسی ***Nd-YAG*** در طول موج ۵۳۲ نانومتر بررسی شد. همانطور که از نتایج در رژیم پیوسته پیش‌بینی می‌شد اکسید گرافن پراکنده شده در اتانول خواص محدودسازی بیشتری نسبت به اکسید گرافن پراکنده شده در آب داشت.

کلید واژه- محدودسازی نوری، جذب غیرخطی، اکسید گرافن، جاروب Z.

Nonlinear Optical And Optical Limiting Properties Of Suspensions Of GO In Ethanol And Water

Abdolnaser Zakery[1], Mojtaba Ebrahimi[1]

1- Department of Physics, College of Sciences, Shiraz University, Shiraz, Iran

Abstract- In this paper we have investigated the nonlinear optical and optical limiting properties of suspensions of Graphene oxide nanoparticles in both water and ethanol environments. Using a low power laser diode at a 532 nm wavelength, the nonlinear absorption was determined by an open aperture Z-scan technique. Results showed that graphene oxide dispersed in water and in continuous regime does not exhibit significant nonlinear absorption properties. While on the other hand, graphene oxide dispersed in ethanol shows high nonlinear absorption properties. The optical limiting effect of these samples were also investigated using the 2nd harmonics of a pulsed Nd-YAG laser at 532 nm. As it was predictable from our results in continuous regime, Graphene oxide nanoparticles that were dispersed in ethanol had higher limiting properties compared to the other sample which was dispersed in water.

Keywords: Optical limiting, Nonlinear absorption, Graphene oxide, Z scan

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

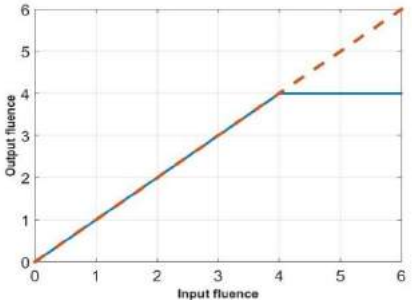
مقدمه

امروزه خواص غیرخطی نوری مواد، کاربردهای بسیار متنوع و پیشرفته‌ای در صنعت، از جمله سوئیچ‌های نوری، حفاظت از سنسورها و ... دارد و دانستن این خواص به ما این امکان را می‌دهد که مواد ارزان‌تر و باکیفیت‌تری (به عبارت دیگر مناسب‌تری) برای این کاربردها پیدا کنیم. ازجمله پارامترهای اپتیک غیرخطی می‌توان به ضریب شکست غیر-خطی (n_2) و ضریب جذب غیرخطی (β) اشاره کرد که مطابق با روابط زیر به پذیرفتاری اپتیکی مرتبه سوم مرتبط می-شود[۱]:

$$\mathrm{Im}(\chi^{(3)})(esu) = \frac{10^{-2}\varepsilon_0 c^2 {n_0}^2 \lambda\beta(\mathrm{Cm/W})}{4\pi^2} \qquad (۱)$$

$$\mathrm{Re}(\chi^{(3)})(esu) = \frac{10^{-4}\varepsilon_0 c^2 {n_0}^2 n_2(\mathrm{Cm^2/W})}{\pi}$$

برای محاسبه این ضرایب روش‌های گوناگونی وجود دارد از جمله این روش‌ها می‌توان به روش جاروب z که توسط شیخ‌بهایی[۲] و همکارانش در سال ۱۹۸۹ابداع شد اشاره کرد. از جمله کاربردهای این خواص غیرخطی می‌توان به محدودکننده‌های نوری اشاره کرد، که برای حفاظت از سنسورها مورد استفاده قرار می‌گیرند. یک محدودکننده نوری موفق، دستگاهی است که همانند شکل ۱ در شدت‌های کم (کمتر از یک مقدار آستانه) با افزایش شدت ورودی میزان شدت نور خروجی نیز زیاد می‌شود ولی در شدت‌های بالا (شدت‌های که از یک مقدار آستانه بیشتراند)، با افزایش شدت ورودی، شدت خروجی تغییر نمی‌کند و در یک مقدار ثابت می‌ماند. بنابراین از چنین دستگاه‌هایی می‌توان برای محافظت از چشم انسان در برابر شدت‌های بالا استفاده کرد



شکل ۱ : نمودار محدود کنندگی نوری، خط پیوسته رفتار یک ماده با خاصیت محدودکنندگی نوری را نشان می‌دهد

محدودکننده‌های نوری، از پاسخ خصوصیات نوری غیر-خطی[۲]وابسته به شدت نور ورودی نتیجه می‌شوند، به این صورت که شدت نور ورودی جذب و ضریب شکست ماده را تغییر می‌دهد که نتیجه آن کاهش بسیار خوب شدت نور عبوری می‌باشد، پس بنابراین تعیین اندازه این اثرهای غیر-خطی[۳]از مواد، بسیار مهم است، زیرا با استفاده از آنها می‌توان مواد مناسبی برای استفاده در محدود کننده‌های نوری انتخاب کرد[۳].

اکسیدگرافن و گرافن یکی از این مواد هستند که خواص غیرخطی و محدودکنندگی خوبی از خود نمایش می‌دهند[۴-۵] و از این رو کاربردهای زیادی در صنعت پیدا کرده‌اند. در اینجا ما با استفاده از تکنیک جاروب Z به بررسی خواص غیرخطی اکسید گرافن و محدود کنندگی نوری در دو محیط آب و اتانول پرداختیم.

روش تجربی

نانو ذرات اکسید گرافن با استفاده از پودر گرافیت و با روش هامر[۴] تهیه شده است. برای تهیه نمونه‌ها مقدار ۰,۰۳ گرم پودر اکسید گرافن با ۴۰ میلی‌لیتر آب (GO-W) و ۴۰ میلی-لیتر اتانول ۹۹٪ (GO-E) مخلوط شده و سپس با استفاده از دستگاه آلتراسونیک پراکنده شده است.

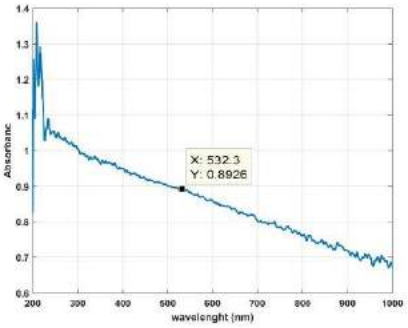
[1] - Optical limiting
[2] - Nonlinear optical properties
[3] - Nonlinearity

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

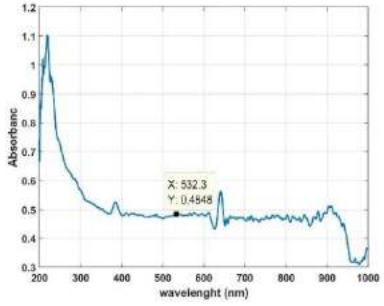
با استفاده از لیزر پیوسته دیودی در طول موج ۵۳۲ نانومتر اندازه و علامت ضریب جذب غیرخطی نمونه‌ها با استفاده از روش جاروب Z و مدل عدسی گرمایی بررسی شد[۴]. فاصله کانونی عدسی استفاده شده در این آزمایش ۶,۲۹ سانتی‌متر و نمونه‌ها در یک سلول کوارتز با ضخامت یک سانتی‌متر قرار داده شدند. اندازه کمر لیزر با استفاده از تکنیک اندازه‌گیری لبه چاقو[۴] ۱۹,۳میکرومتر بدست آمد. علاوه بر آن، با استفاده از لیزر پالسی Nd-YAG با طول موج ۵۳۲ نانومتر و پهنای پالس۶ نانو ثانیه خواص محدود سازی نوری نمونه‌ها مورد بررسی قرار گرفت.

۱-۲- بحث و نتیجه‌گیری

شکل‌های ۲ و ۳ به ترتیب طیف جذب نمونه GO-W و GO-E را نشان می‌دهد. همان‌طور که از شکل مشخص است طیف جذبی شامل یک قله در ۲۲۵ نانومتر و یک قله کوچکتر در ۳۰۰ نانومتر است که به پیوندهای π-π^* و n-π^* مربوط می‌شوند[۴].

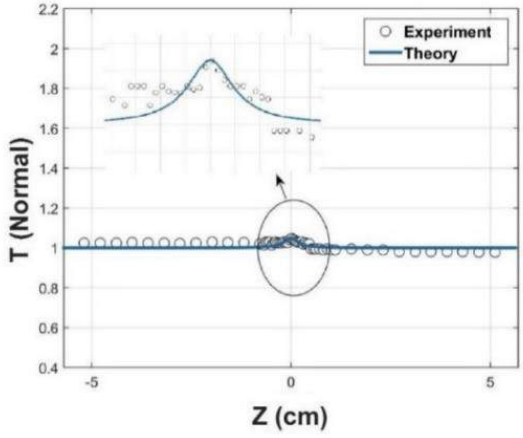


شکل ۲: طیف جذب نمونه اکسید گرافن در آب



شکل ۳: طیف جذب اکسید گرافن در اتانول

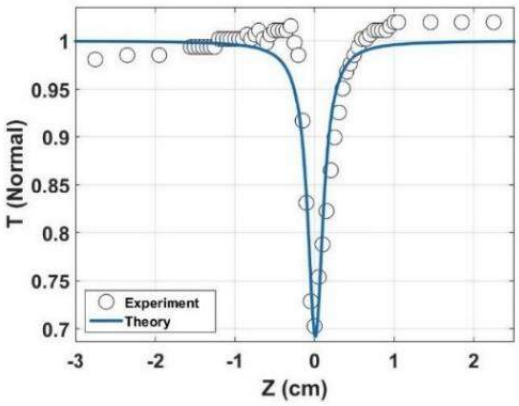
شکل‌های ۴ و ۵ به ترتیب نمودار جاروب Z روزنه باز را برای دو نمونه GO-W و GO-E را نشان می‌دهد. مقدار ضریب جذب‌غیرخطی $-2.547 \times 10^{-6}\ {}^{Cm}/_{W}$ و $6.077 \times 10^{-4}\ {}^{Cm}/_{W}$ به ترتیب برای نمونه GO-W و GO-E نشان می‌دهد. نتایج نشان می‌دهد که اکسید گرافن در آب در رژیم پیوسته و در شدت‌های کم (KW/Cm^2) از خود جذب غیرخطی قابل ملاحضه ای نشان نمی‌دهد. این در حالی است که نمونه اکسید گرافن در محیط اتانول در شدت-های کم خواص جذب غیرخطی بزرگی در مقایسه با نمونه GO-W نشان می‌دهد. علت امر این است که وقتی نانو ذرات اکسید گرافن تحت تابش نور شدید قرار می‌گیرند جذب غیرخطی در اکسید گرافن صورت می‌گیرد و این امر سبب تولید نقاط داغ در اطراف اکسید گرافن می‌شود سپس این حرارت سریعا به محیط اطراف نانو ذرات منتقل شده و سبب می‌شود که حلال تبخیر شده و میکرو حباب هایی در اطراف نانو ذرات ایجاد شود. این میکرو حباب‌ها خود به مانند مراکز پراکندگی عمل می‌کنند. این امر موجب افزایش خواص غیرخطی می‌شود مشابه این فرآیند در نمونه C_{60} مشاهده شده است[۶]. بررسی‌ها نشان داده‌اند که GO-E در شدت‌های پایین خواص جذب اشباع و در شدت های بالاتر خواص جذب اشباع معکوس از خود به نمایش می‌گذارد[۵].



شکل ۴: جذب غیرخطی نمونه اکسید گرافن حل شده در آب

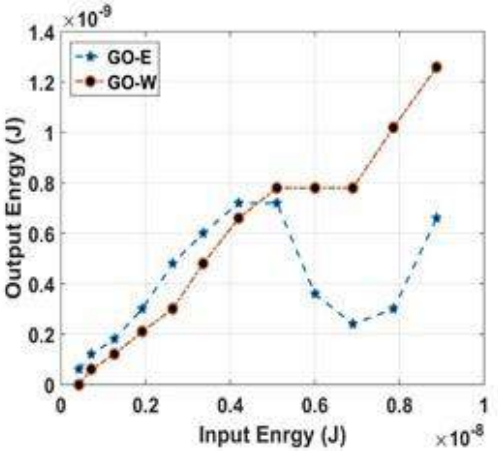
۴- Knife Edge

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد



شکل ۵: جذب غیرخطی نمونه اکسید گرافن حل شده در اتانول

شکل۶ نمودار محدود سازی نوری نمونه‌ها را که با استفاده از هارمونیک دوم لیزر پالسی Nd-YAG با طول موج ۵۳۲ نانومتر، پهنای پالس ۶ نانو ثانیه و سرعت تکرار ۱۰ هرتز گرفته شده است را نشان می‌دهد. همان‌طور که از نتایج جاروب Z پیش‌بینی می‌شد به علت بالا رفتن خواص جذب غیر خطی در محیط اتانول نسب به آب، خواص محدود سازی GO-E بسیار بهتر از GO-W است. چرا که آستانه محدود سازی در GO-E بسیار پایین تر از GO-W است و همچنین ناحیه محدود سازی نوری بزرگتری نسبت به GO-E مشاهده می‌شود. جالب است که با افزایش میزان غلظت در نمونه اکسید گرافن حل شده در اتانول می‌توان خواص مشابه به سوئیچ‌های نوری را در این ماده مشاهده کرد.



شکل ۶: نمودار محدود سازی نوری نمونه اکسید گرافن در آب و در اتانول

نتیجه‌گیری

خواص نوری غیرخطی و محدودسازی نوری نانو ذرات اکسید گرافن در دو محیط آب و اتانول مورد بررسی قرار گرفت است. نتایج نشان می‌دهد در شدت‌های کم (KW/Cm^2) GO-W از خود جذب غیرخطی قابل ملاحضه ای نشان نمی‌دهد. این در حالی است که نمونه GO-E در شدت‌های کم خواص جذب غیرخطی اشباع و در شدت‌های بالاتر جذب اشباع معکوس از خود نشان می‌دهد. خواص محدودسازی نوری نمونه‌ها همچنین با استفاده از هارمونیک دوم لیزر پالسی Nd-YAG در طول موج ۵۳۲ نانومتر بررسی شد. همانطور که از نتایج در رژیم پیوسته پیش‌بینی می‌شد اکسید گرافن پراکنده شده در اتانول خواص محدودسازی بیشتری نسبت به اکسید گرافن پراکنده شده در آب داشت.

مراجع

[1] N. Liaros, K. Iliopoulos, M. M. Stylianakis, E. Koudoumas, and S. Couris, “Optical limiting action of few layered graphene oxide dispersed in different solvents,” Opt. Mater. (Amst)., vol. 36, pp. 112–117, 2014.

[2] M. Sheik-Bahae, A. A. Said, T.H. Wei, D. J. Hagan, and E. W. Van Stryland, “Sensitive measurement of optical nonlinearities using a single beam,” IEEE J. Quantum Electron., vol. 26, pp. 760–769, 1990.

[3] S. J. Mathews, S. Chaitanya Kumar, L. Giribabu, and S. Venugopal Rao, “Large third-order optical nonlinearity and optical limiting in symmetric and unsymmetrical phthalocyanines studied using Z-scan,” Opt. Commun., vol. 280, pp. 206–212, 2007.

[4] M. Ebrahimi, A. Zakery, M. Karimipour, M. Molaei, “Nonlinear optical properties and optical limiting measurements of graphene Oxide-Ag@TiO2 compounds,” Optical materials, vol.57, pp.146-152, 2016.

[5] J. Zhu, Y. Li, Y. Chen, W. J. Blau, and J. Wang, “Graphene oxide covalently functionalized with zinc phthalocyanine for broadband optical limiting,” Carbon., vol. 49, pp. 1900–1905, 2011.

[6] Y. gao, Q. chang, W. jiao, H. ye, Y. li, Y.wang, Y. song, D. zhu, “Solvent-dependent optical limiting behavior of lead nanowires stabilized by [60] fullerene derivative”, Appl. Phys. B 88 (2007) 89–92.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

پایداری نوری نقاط کوانتومی هسته/پوسته‌ی کادمیم تلورایدکادمیم سولفاید

شکوفه کریمی[۱]، حکیمه زارع[۱]، یوسف فضائلی[۲]

۱دانشکده‌ی فیزیک، دانشگاه یزد، یزد

۲ پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، کرج

چکیده - نقاط کوانتومی هسته-پوسته کادمیم تلورایدکادمیم سولفید پایدار شده با تیوگلیکولیک اسید در محلول آبی ساخته شد. پایداری نوری نقاط کوانتومی هسته پوسته‌ی کادمیم تلورایدکادمیم سولفاید تحت تابش ماورای بنفش بررسی شد. طیف‌های فلوئورسانس و جذب نمونه‌ها باگذشت زمان تحت نوردهی اندازه‌گیری شد. بر طیق نتایج، نوردهی نقاط کوانتومی باعث بهبود بازدهی آن‌ها می‌شود. بعد از ۱۸ ساعت نوردهی، محلول نقاط کوانتومی کادمیم تلورایدکلوخه شدند اما نقاط کوانتومی هسته –پوسته کادمیم تلورایدکادمیم سولفید همچنان پایدار بودند. بنابراین وجود پوسته کادمیم سولفید بر روی سطح نقاط کوانتومی باعث افزایش پایداری نوری آن‌ها شده است. پایداری بالای نقاط کوانتومی در کاربردهای زیست‌فناوری مهم است.

کلیدواژه- نقاط کوانتومی، کادمیم تلورایدکادمیم سولفاید، ساختار هسته-پوسته، ساخت آبی، پایداری نوری.

Photostability of CdTe/CdS Core/Shell Quantum Dots

Shokufeh karimi[1], Hakimeh Zare[1],Yousef Fazaeli[2]

1 Department of Physics, Yazd University, Yazd, Iran

2Radiation Application Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute, Karaj, Iran.

Abstract- Thioglycolic acid stabilized CdTe/CdS core/shell quantum dots were synthesized in an aqueous solution. The photostability of the CdTe/CdS core/shell quantum dots to UV irradiation is investigated. The optical spectra were measured after different intervals of irradiation time. The irradiation led to an improvement of the quantum yield of quantum dots. With extending of the irradiation time (18 h), the CdTe quantum dots aggregated, but CdTe/CdS core/shell quantum dots were stable. Therefore, the presence of CdS shell on the surface of quantum dots increases their photostability. The high photostability of QDs is important in biology applications.

Keywords: Quantum dots, CdTe/CdS; Core/shell structure; Aqueous synthesis; Photostability

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

در سال‌های اخیر، پژوهش در راستای ساخت و کاربرد نقاط کوانتومی بسیار مورد توجه محققان قرارگرفته است. تاکنون از آن‌ها در زمینه‌های مختلف مانند سلول‌های خورشیدی، دیودهای نورگسیل، زیست‌فناوری و حسگرها استفاده‌شده است [۱]. اثر محدودیت کوانتومی در نقاط کوانتومی باعث ایجاد خواص الکتریکی و نوری منحصربه‌فرد شده است. این اثر، زمانی بروز می‌کند که اندازه‌ی نقاط کوانتومی از شعاع اکسایتون بوهر کمتر باشد. در این حالت ویژگی‌های نانوذرات با خواص آن در حالت توده متفاوت است. نقاط کوانتومی برخلاف فلوروفورهای آلی که پس از چند دقیقه قرارگیری در برابر نور خاموش می‌شوند، بسیار پایدار بوده و می‌توانند تحت تابش نور با شدت بالا قرار بگیرند. این ویژگی در کاربردهای زیست‌فناوری اهمیت دارد به‌خصوص زمانی که از نقاط کوانتومی به‌عنوان نشان‌گر استفاده می‌شود لازم هست ردیابی فلوئورسانس نقاط کوانتومی برای مدت‌زمان طولانی فراهم شود. می‌توان با افزودن پوسته ماده معدنی بر روی سطح نقاط کوانتومی، میزان پایداری نوری را افزایش داد. پوسته در پایدارسازی نانوذرات نقش مهمی دارد. نانو ذراتی که فاقد پوسته و ماده پوششی هستند به دو دلیل غیرقابل استفاده هستند. دلیل اول اینکه نقاط کوانتومی بدون پوشش به‌مرور زمان دچار نقص‌های بلوری‌شده که باعث اختلالات در نشر مثل پدیده چشمک زنی می‌شود. دلیل دوم اینکه هسته‌ها به دلیل داشتن نسبت سطح به حجم بالا، بسیار واکنش‌پذیر هستند و ممکن هست نقاط کوانتومی از طریق فرایند فوتوشیمیایی تجزیه شوند [۲]. بنابراین، رشد پوسته‌ی ماده‌ی معدنی بر روی سطح ذرات، می‌توان علاوه بر اینکه ویژگی‌های نوری و پایداری ذرات را ارتقا داد، سمیّت هسته را نیز کاهش داد [۳و۴].

از محدودیت‌های نقاط کوانتومی کادمیم تلوراید، ناپایداری شیمیایی آن‌هاست که به دلیل اکسید شدن تلوریوم است [۵و۶]. اگر نقاط کوانتومی کادمیم تلوراید به مدت چندین ساعت در مجاورت هوا نگه‌داشته شوند، علاوه بر جابجایی قرمز در طیف گسیلشان، کاهش بازدهی نورتابی را نیز به همراه دارد [۶]. بنابراین برای استفاده از این ذرات در کاربردهای زیست‌فناوری، لازم هست با ایجاد پوسته‌ی معدنی بر روی سطح آن‌ها، پایداری نوری‌شان را ارتقا داد. در این پژوهش، نقاط کوانتومی هسته-پوسته‌ی کادمیم تلوراید/کادمیم سولفید ساخته‌شده در معرض پرتو ماورای بنفش قرار داده‌شد و تأثیر نوردهی بر ویژگی‌های نوری آن‌ها بررسی‌شد.

۲- آزمایش.

برای ساخت نقاط کوانتومی کادمیم تلوراید ابتدا، به ml ۷ آب‌مقطر، سدیم بروهیدرید (۳٫۷ mmol)، پودر تلوریوم (۸۷ mmol) اضافه و به مدت ۳ ساعت به‌شدت هم‌زده شد. بعد از انجام آزمایش، محلول فیلتر شد تا محلول NaHTe از رسوب جدا شود. در مرحله بعد، ۹۲٫۳ mmol از تیوگلیکولیک‌اسید به ۱۶ mM محلول سولفات کادمیم اضافه شد سپس با استفاده از سدیم هیدروکسید، pH محلول تنظیم شد. سپس محلول NaHTe ساخته‌شده به محلول کادمیم اضافه شد و به مدت ۴ ساعت در دمای ۱۰۰ °C حرارت داده شد. نقاط کوانتومی حاصل با استفاده از استون شسته و در آب پخش شدند.

برای تهیه‌ی ساختار هسته/پوسته‌ی کادمیم تلوراید-کادمیم سولفاید، ابتدا کادمیم سولفات (۲۵۲ mg) و تیوگلیکولیک اسید (۲۷۵ mg) در ۱۰۰ میلی‌لیتر آب حل شد و pH آن به ۹ رسید؛ سپس تیواستامید (۰٫۱ g) به محلول کادمیم اضافه شد. محلول نقاط کوانتومی کادمیم تلوراید به محلول کادمیم اضافه و به مدت ۲ ساعت در دمای ۱۰۰ °C حرارت داده شد.

از پراش پرتوی ایکس (MPD Philips X'Pert Pro) برای بررسی ساختار بلوری نقاط کوانتومی استفاده شد. طیف نشری از محلول نقاط کوانتومی با استفاده از طیف‌سنج فلوئورسانس Varian Cary Eclipse انجام شد.

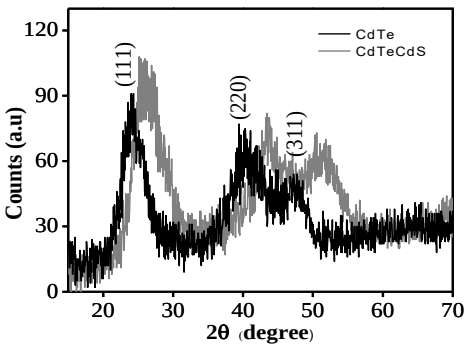
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۳- نتایج و بحث

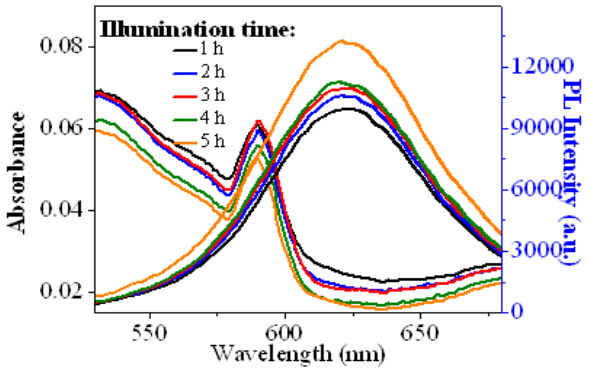
شکل ۱، الگوی پراش پرتوایکس نقاط کوانتومی کادمیم تلوراید و هسته-پوسته‌ی کادمیم تلوراید-کادمیم سولفید را نشان می‌دهد. نقاط کادمیم تلوراید در ساختار بلند روی تبلوریافته است. بر طبق شکل، قله‌ی مجزایی از کادمیم سولفید ایجاد نشده است. سه قله اصلی نقاط کوانتومی، به سمت زوایای بلندتر جابجا شده است. این نشان می‌دهد با رشد پوسته کادمیم سولفاید، محل قلّه‌های پراش به سمت قله‌های اصلی ساختار مکعبی کادمیم سولفاید جابجا شده و ساختار هسته/پوسته شکل‌گرفته است.

در شکل ۲، طیف‌های فلوئورسانس و جذب نقاط کوانتومی هسته-پوسته کادمیم تلوراید-کادمیم سولفید را برحسب زمان نوردهی نشان می‌دهد. با افزایش زمان نوردهی شدت قلّه‌ی فلوئورسانس از نقاط کوانتومی افزایش‌یافته است و در کل محل قله نشر نقاط کوانتومی از ۶۲۳ نانومتر بعد از ۵ ساعت نوردهی به ۶۲۰/۴ نانومتر جابجا شده است.

در شکل ۳، محل قله و شدت فلوئورسانس نقاط کوانتومی هسته پوسته را برحسب زمان نشان می‌دهد همان‌طور که از شکل مشخص است با نوردهی محل قله در زمان‌های مختلف نوردهی دارای جابجایی آبی و قرمز است. ولی در



شکل ۱- الگوی پراش اشعه ایکس نقاط کوانتومی کادمیم تلوراید و هسته/پوسته‌ی کادمیم تلوراید/کادمیم سولفید.

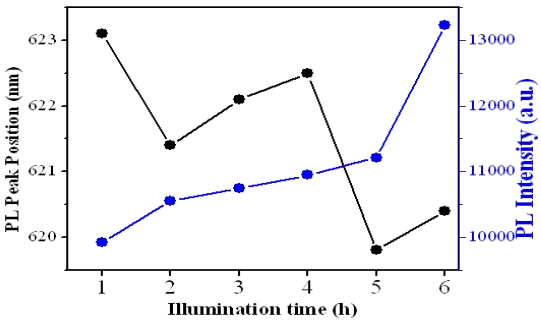


شکل ۲، طیف‌های فلوئورسانس و جذب نقاط کوانتومی هسته-پوسته کادمیم تلوراید-کادمیم سولفید برحسب زمان نوردهی

کل شدت فلوئورسانس نقاط کوانتومی بازمان نوردهی در حال افزایش است. درمجموع در طول زمان نوردهی دو پدیده رخ می‌دهد. پدیده اول مربوط به حکاکی فتوشیمیایی و خارج شدن تلوریم از روی سطح نقاط کوانتومی که باعث جمع شدن سطح ذرات و درنتیجه باعث جابجایی‌های آبی محل قله‌های نشر نقاط کوانتومی (زمان‌های ۲ ساعت و ۵ ساعت) می‌شود که معمولاً برای ذرات با بازدهی کم اتفاق می‌افتد [۷و۸]؛ پدیده دوم، باعث جابجایی قرمز در محل قله‌های نشر نقاط کوانتومی می‌شود مربوط به رشد پوسته کادمیم سولفید در طول زمان نوردهی است به عبارتی براثر تجزیه فتوشیمیایی ذرات با بازدهی کم، پیش ماده‌های یون‌های کادمیم و سولفید در محیط آزاد می‌شوند که با افزایش زمان نوردهی این پیش ماده‌ها با کسب انرژی از نور ماورای بنفش می‌توانند باعث رشد پوسته و ضخیم‌تر شدن پوسته کادمیم سولفید بر روی سطح ذرات شوند.

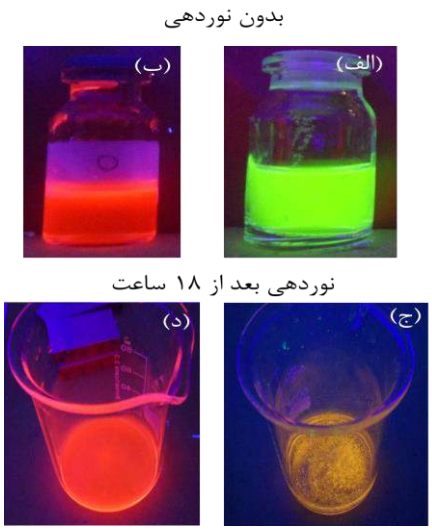
شکل ۴، تصاویر محلول‌های حاوی نقاط کوانتومی کادمیم تلوراید و هسته-پوسته کادمیم تلوراید-کادمیم سولفید قبل و بعد از نوردهی به مدت ۱۸ ساعت را نشان می‌دهد. همان‌طور که از شکل مشخص است نور نشری از نقاط کوانتومی در محدوده طول‌موج نور سبز و بعد از قرارگیری پوسته بر روی سطح آن دارای نورتابی قرمز

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد



شکل ۳- محل قله و شدت فلوئورسانس نقاط کوانتومی هسته-پوسته کادمیم تلوراید-کادمیم سولفید

است. بعد از ۱۸ ساعت نوردهی نقاط کوانتومی کادمیم تلوراید کلوخه شده و نورتابی به‌شدت افت کرده است ولی وجود پوسته‌ی کادمیم سولفید بر روی سطح نقاط کوانتومی باعث پایداری آن‌ها شده به‌طوری‌که بعد از گذشت ۱۸ ساعت کیفیت نقاط کوانتومی هنوز حفظ‌شده و دارای نورتابی قرمز هستند.



شکل ۴، تصاویر نمونه‌های نقاط کوانتومی کادمیم تلوراید (الف و ج)، هسته-پوسته کادمیم تلوراید-کادمیم سولفید (ب و د) قبل از نوردهی و بعد از نوردهی به مدت ۱۸ ساعت.

۴- نتیجه‌گیری

نقاط کوانتومی هسته-پوسته کادمیم تلوراید-کادمیم سولفید باکیفیت بالا ساخته و تحت نوردهی ماواری بنفش قرار داده شد و بازمان طیف‌های فلوئورسانس و جذب نقاط کوانتومی اندازه‌گیری شد نتایج نشان می‌دهی با نوردهی، نقص‌های سطحی نقاط کوانتومی بهبودیافته و شدت فلوئورسانس نقاط کوانتومی افزایش‌یافته است. نوردهی تا ۱۸ ساعت ادامه یافت مشاهده شد بعد از ۱۸ ساعت نوردهی نقاط کوانتومی هسته/پوسته‌ی پایدار و نورتاب هستند اما نقاط کوانتومی کادمیم تلوراید رسوب‌کرده‌اند؛ بنابراین وجود پوسته‌ی کادمیم سولفید باعث پایداری نوری نقاط کوانتومی شده است که می‌تواند در کاربردهای پزشکی استفاده شود.

مراجع

1. Papagiannaros A, Upponi J, Hartner W, Mongayt D, Levchenko T, Torchilin V. Quantum dot loaded immunomicelles for tumor imaging. BMC medical imaging. 2010, 18, 10, 22.
2. Jamieson T. Bakhshi R. Petrova D. Pocock R. Imani M. Seifalian A. M. Biomaterials 28 (2007) 4717–4732.
3. X.H. Geng, Y.L. Feng, and Y.Z. Lan, “A new helical coordination polymer constructed on flexible dicarboxylate ligandand Cd II center Structure and luminescence,” *Inorganic Chemistry Communications* vol. 12, pp. 447–449 2009.
4. D. Gerion, F. Pinaud, S. C. Williams, W. J. Parak, D. Zanchet, S. Weiss, *et al.* “Synthesis and properties of biocompatible water-soluble silica-coated CdSe/ZnS semiconductor quantum dots,” *The Journal of Physical Chemistry B*, vol. 105, pp. 8861-8871, 2001.
5. D.v.talapin, S.haubold, a.l.rogach, a.kornowski, m.haase, and h.weller, “a novel organometallic synthesis of highly luminesent cdte nanocrystals” j.phys. chem. B,vol. 105,pp. 2260-2263, 2001.
6. W.w.yu, y.a.wang, and x.peng,”fomation and stability of size, shape and structure-controlled cdte nano crystals: ligand effects on monomers and nanocrystals,” chem.mater. vol. 15.pp. 4300-4308.2003.
7. D. V Talapin, A. L. Rogach, E. V Shevchenko, A. Kornowski, M. Haase, and H. Weller, “Dynamic distribution of growth rates within the ensembles of colloidal II–VI and III–V semiconductor nanocrystals as a factor governing their photoluminescence efficiency,” J. Am. Chem. Soc. vol. 124, 5782–5790, 2002.
8. N. Gaponik, D. V. Talapin, A. L. Rogach, K. Hoppe, E. V. Shevchenko, A. Kornowski, A. Eychmüller, and H. Weller, “Thiol-Capping of CdTe Nanocrystals: An Alternative to organometallic synthetic routes,” J. Phys. Chem. B, vol. 106, 7177–7185, 2002.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

بیست و چهارمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک و
دهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران
۱۰ الی ۱۲ بهمن ۹۶ – دانشگاه شهرکرد
24th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2018) and
9th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2018)
Jan 30 - Feb 1 , 2018 - Shahrekord University

اثرات فراماده بر ضرایب جفت‌شدگی توری‌های پراش موجبری مثلثی

نازنین کاکولکی، عبدالله حسن زاده

گروه فیزیک، دانشگاه کردستان، سنندج، ایران

چکیده- در این مقاله انتشار امواج الکترومغناطیسی در یک ساختار متناوب، توسط روابط امواج جفت‌شده توضیح داده شده است و ما روابط موج جفت شده را برای موجبری که پوشش آن از فراماده تشکیل شده است، ارائه می دهیم و جفت شدگی بین مدهای جلورونده و عقب‌رونده را در توری‌های موجبری چپگرد مورد بحث قرار می دهیم. ضریب جفت‌شدگی عرضی و طولی بدست آمده برای مدهای قطبش *TE*، پیچیده‌تر از توری‌های موجبری راستگرد است. نتایج محاسبات ما برای توری های پراش مثلثی شکل که پوشش آنها از مواد چپگرد است، افزایش قابل‌توجهی در ضریب جفت‌شدگی را نسبت به همان ساختار اما با پوشش مواد معمولی نشان می‌دهد و ضریب جفت‌شدگی طولی غیر صفر بدست می‌آید.

کلید واژه- ضریب جفت‌شدگی، فراماده، توری‌های موجبری.

The effects of metamaterial on the coupling coefficients of triangular waveguide gratings

Nazanin Kakoolaki, Abdollah Hassanzadeh

Department of Physics, University of Kurdistan, Sanandaj, Iran

Abstract- In this paper, the propagation of electromagnetic waves in a periodic structure is described by the coupled-wave equations. We find the coupled-wave equations for the waveguides containing LHM cover, and the coupling between two forward and backward modes in LHM waveguides grating is discussed. The transverse and longitude coupling coefficients for the TE modes is obtained and is more complex than the results for RHM waveguide gratings. Also our results show considerable enhancement in the coupling coefficient for triangular structure. On the other hand, longitude coupling coefficient isn't zero.

Keywords: coupling coefficient, metamaterial, waveguide grating.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

مقدمه

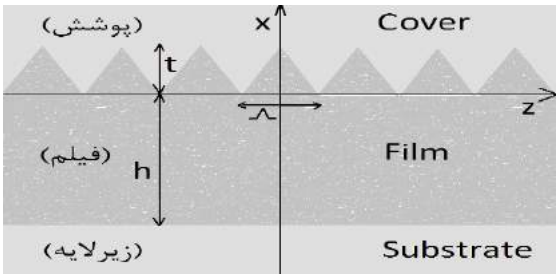
فراماد، موادی با ضریب شکست منفی که هم‌زمان دارای ضرایب گذردهی الکتریکی و تراوایی مغناطیسی منفی می باشند که بصورت تئوری توسط وسلاگو در سال ۱۹۶۸ معرفی شدند[۱] و برای اولین بار توسط شلبی و همکارانش ساخته شدند[۲]. در چنین محیطی میدان الکتریکی، مغناطیسی و بردارموج، امواج الکترومغناطیس یک سیستم چپگرد را تشکیل می‌دهند، به همین دلیل است که آن‌ها به مواد چپگرد نیز شهرت یافته‌اند. فراماده با ساختار متناوب ساخته‌ی دست بشر هستند که خواصشان به ساختار طراحی شده وابسته است درحالیکه مواد معمولی (راستگرد) خواصشان را بر اساس ساختار ذاتی اتم‌ها و مولکول‌هایشان کسب می‌کنند. در سال‌های اخیر انواع مختلفی از این مواد با ویژگی‌های خاص و جدید ساخته شده‌اند و توجه بسیاری از گروه‌های تحقیقاتی در سراسر جهان را در موارد کاربردی بسیاری از جمله: کاهش سایز آنتن‌ها[۳]، لنزهای کامل[۴]، جفت کننده‌های مستقیم[۵]، فیلترها[۶] را به خود جلب کرده است.

یکی از کاربردهای این مواد که تا به حال به آن پرداخته نشده است، توری‌های موجبری فراماده ای است. البته امواج در توری های موجبری هدایتی معمولی با ارائه ی برخی از ویژگی‌هایش آنالیز شده است[۸-۷]. در این مقاله عملکرد یک موجبر دی‌الکتریک با ساختار متناوب، که اصطلاحا توری موجبری نامیده می شود، را با درنظر گرفتن لایه‌ی پوشش از جنس فراماده و زیرلایه و فیلم از جنس دی-الکتریک بررسی می کنیم.

در موجبرهای سه لایه ای معمولی چندین مد می توانند بطور مستقل از هم و بدون اندرکنش با هم (بدون آنکه انرژی مابین آنها ردوبدل شود و یا اصطلاحا به همدیگر جفت شوند) در موجبر انتشار یابند. درحالیکه با اعمال اختلال و تغییرات کوچکی در موجبر مثلا تغییرات در ضریب شکست لایه‌های مختلف موجبر و ایجاد توری موجبری مدهای اصلی موجبر مختل‌شده می‌توانند به یکدیگر جفت شوند و دیگر نمی توانند مستقل از هم در توری موجبری مختل‌شده انتشار یابند. تئوری مدهای جفت‌شده که اندرکنش بین مدها را توضیح می‌دهد، می‌تواند مدهای انتشاریافته در توری‌های موجبری را برحسب مدهای منتشر شده در موجبر اولیه‌ی مختل‌نشده توصیف کند. با وجود اینکه میدانهای الکترومغناطیسی در ساختار جدید متاثر از همه‌ی مدهای هدایتی و تابشی می‌باشند، در بسیاری موارد با درنظر گرفتن شرایطی همچون شرط براگ، اندرکنش مابین تنها دو مد هدایتی درنظر گرفته می‌شود. به عنوان یک نمونه‌ی کاربردی جفت‌شدگی بین دو مد هم‌راستا را درنظر بگیرید که با ثابت-های انتشار برابر و مختلف‌العلامت، در خلاف جهت هم انتشار می‌یابند. توری‌های موجبری، یک ساختار متناوب با دوره‌ی تناوب Λ که قابل مقایسه با طول موج نور فرودی است، می-تواند این دو مد را در طول توری به یکدیگر جفت کند و این امکان را فراهم آورد که انرژی بین آنها مبادله گردد.

توری‌های موجبری به عنوان یک ساختار متناوب نقش مهمی در اپتیک و فوتونیک دارند و کاربردهای زیادی در ادوات اپتیکی مانند دستگاه های ورودی وخروجی دراپتیک امواج هدایتی [۹]،فیلترهای اپتیکی[۱۰]، فیلترهای تبدیل کننده‌ی مدهای TM-TE[۱۱] و انواع مختلف حسگرها[۱۲] دارند.

شکل ۱، توری موجبری مثلثی را نشان می دهد که در حقیقت موجبر فیلم نازکی است که ضریب شکست در ناحیه‌ی فیلم موجبری، بصورت تناوبی در راستای انتشار موج تغییر می‌کند.



شکل ۱: توری موجبری تشکیل شده از سه ناحیه‌ی زیرلایه، فیلم موجبری و پوشش به ترتیب با ضرایب شکست n_s ،n_f ،n_c ، h ضخامت فیلم، t ارتفاع اختلالات تناوبی و Λ دوره تناوب ساختار است.

۲-تئوری

می‌توان با در نظر گرفتن یک سلول واحد از ساختار متناوب، اختلال ضرایب گذردهی الکتریکی و تراوایی مغناطیسی را به کمک روابط زیر تعریف نمود:

$$\Delta\varepsilon_r = \varepsilon_f - \varepsilon_c \qquad (الف.۱)$$

$$\Delta\mu_r = \mu_f - \mu_c \qquad (ب.۱)$$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

چون اختلال ضرایب گذردهی الکتریکی و تراوایی مغناطیسی مربوطه بطور متناوب در موجبر مختل‌شده شکل ۱ تکرار می‌شوند، می‌توان به‌کمک سری فوریه آنها را چنین بسط داد[۷]:

$$\Delta\varepsilon_r = \sum_{q=-\infty}^{\infty} \Delta\varepsilon_{rq}\, e^{-jqKz} \qquad (۲.الف)$$

$$\Delta\mu_r = \sum_{q=-\infty}^{\infty} \Delta\mu_{rq} e^{-jqKz} \qquad (۲.ب)$$

که در آن $\Delta\varepsilon_{rq}$ و $\Delta\mu_{rq}$ ثابت‌های فوریه و $K=2\pi/\Lambda$ بردار موج توری می‌باشند. از طرفی به کمک معادلات مد جفت شده و آنالیز اختلال می‌توان ارتباط بین مولفه‌های عرضی و طولی توری موجبری و موجبر مختل‌نشده را نوشت:

$$\int \frac{d}{dz}[(E_{0t}^* \times H_t + E_t \times H_{0t}^*)\cdot \hat{z}]ds = \qquad (۳)$$

$$\int [\mu_0 \Delta\mu_r H_0^* \cdot H + \varepsilon_0 \Delta\varepsilon_r E_0^* \cdot E]\, ds$$

در اینجا ω فرکانس زاویه‌ای، ε_0 و μ_0 به‌ترتیب ضریب گذردهی الکتریکی و تراوایی مغناطیسی خلأ، E و H مولفه‌های عرضی میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی موجبر مختل‌شده و E_0 و H_0 میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی موجبر مختل‌نشده و t معرف مولفه‌های عرضی میدان‌ها می‌باشد. با جایگذاری مولفه‌های عرضی میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی که تابعی از (x,y) هستند در سمت چپ تساوی و میدان های کل که هر دو مولفه‌ی طولی و عرضی را شامل می‌شوند در سمت راست تساوی (برای مدهای TE) و انتگرال‌گیری روی تمام سطح مقطع موجبر، ضرایب جفت‌شدگی طولی و عرضی را چنین می نویسیم.

$$K_{\ell\nu q}^t = \frac{\omega}{4} \times \qquad (۴)$$

$$\int [\Delta\varepsilon_{rq} e_{\nu t}\cdot e_{\ell t}^* + \Delta\mu_{rq} h_{\nu t}\cdot h_{\ell t}^*]dx$$

$$K_{\ell\nu q}^z = \frac{\omega}{4} \times \qquad (۵)$$

$$\int [\frac{\varepsilon_r \Delta\varepsilon_{rq}}{\varepsilon_r + \Delta\varepsilon_{rq}} e_{\nu z}\cdot e_{\ell z}^* + \frac{\mu_r \Delta\mu_{rq}}{\mu_r + \Delta\mu_{rq}} h_{\nu t}\cdot h_{\ell t}^*]\, dx$$

که بیانگر جفت‌شدگی دو مد هدایتی درون توری موجبری هستند(شکل۱). برای موجبر مختل‌نشده می‌توان با حل معادلات ماکسول و اعمال شرایط مرزی، میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی را به‌دست بیاوریم و به کمک آن‌ها میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی مدهای انتشاریافته در توری موجبری را بدست آورد.

حال به منظور بررسی بیشتر ضرایب جفت‌شدگی که توسط روابط ۴ و ۵ تعریف شدند، ضرایب بسط فوریه را برای ساختار های مثلثی معرفی می کنیم[۱۳].

$$\Delta\varepsilon_{rq} = \frac{-i(\varepsilon_f-\varepsilon_c)}{2\pi q} \times \qquad (۶)$$

$$\int_0^t \left(e^{iqK(\frac{\Lambda}{2}-\frac{\Lambda}{2t}x)} e^{iqK(\frac{\Lambda}{2t}x-\frac{\Lambda}{2})}\right) dx$$

$$\Delta\mu_{rq} = \frac{-i(\mu_f-\mu_c)}{2\pi q} \times \qquad (۷)$$

$$\int_0^t \left(e^{iqK(\frac{\Lambda}{2}-\frac{\Lambda}{2t}x)} - e^{iqK(\frac{\Lambda}{2t}x-\frac{\Lambda}{2})}\right) dx$$

با جایگذاری رابطه‌های ۶ و ۷ در ۴ و ۵ می توان ضرایب جفت‌شدگی را در مورد اولین مرتبه‌ی توری‌های موجبری با ساختار مثلثی به شکل زیر معرفی کنیم. (توجه داشته باشید که در انجام محاسبات از تقریب $\gamma_c t \le 1$ استفاده کرده‌ایم)

$$K_{\nu\nu 1}^t = \frac{\omega t E_c^2}{2\pi^2}\left[(\varepsilon_f - \varepsilon_c) + \frac{(\mu_f-\mu_c)\beta^2}{\omega^2\mu_c^2}\right] \qquad (۷)$$

$$K_{\nu\nu 1}^z = \frac{\gamma_c^2 t E_c^2}{2\omega\pi^2}\frac{(\mu_f-\mu_c)}{\mu_c^2} \qquad (۸)$$

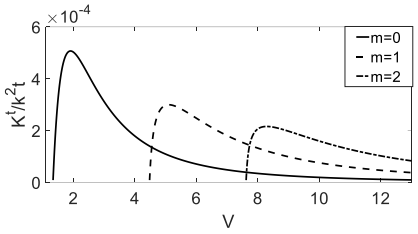
حال به منظور مقایسه‌ی ضریب جفت‌شدگی توری موجبری مثلثی با پوشش فرامادهٔ($\varepsilon_c = -1$ ، $\mu_c = -1$) با ضریب جفت‌شدگی توری موجبری مثلثی با پوشش مواد راستگرد با مشخصات معلوم:

$\mu_s=\mu_c=\mu_f=\mu_0$ و $\varepsilon_c=1$، $\varepsilon_s=(1{,}515)^2$ ، $\varepsilon_f=(1{,}54)^2$

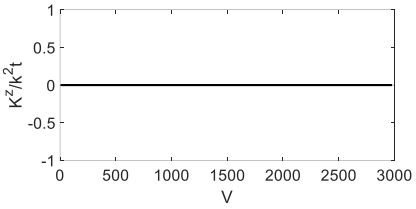
ضرایب جفت‌شدگی هر دو نوع موجبر را برای سه مد هدایتی اول برحسب ضخامت لایه‌ی فیلم نرمالایز شده رسم می‌کنیم. مشاهده می کنیم که ضریب جفت‌شدگی عرضی برای مد اول بیشترین مقدار را دارد و با افزایش مرتبه ی مد ها، کاهش می یابد. از مقایسه شکل ۲ و ۴ مشاهده می شود که ضریب جفت‌شدگی عرضی توری موجبری با پوشش فرامادهٔ، یک مرتبه افزایش می یابد. این درحالی است که ضریب جفت‌شدگی برای مد اصلی موجبر حذف می شود چراکه این یکی از ویژگی‌های خاص توری‌های موجبری با

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

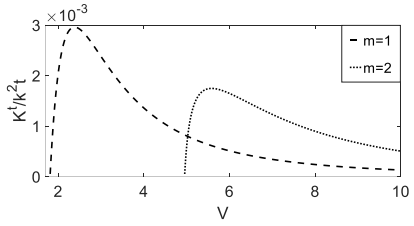
پوشش فراماده است[۱۴].



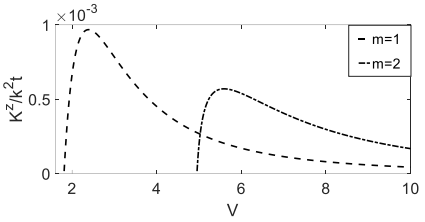
شکل۲: ضریب جفت‌شدگی عرضی برای توری‌های موجبری با مواد معمولی



شکل۳: ضریب جفت‌شدگی طولی برای توری‌های موجبری با مواد معمولی



شکل ۴: ضریب جفت‌شدگی عرضی برای توری‌های موجبری با پوشش فراماده



شکل ۵: ضریب جفت‌شدگی طولی برای توری‌های موجبری با پوشش فراماده

همچنین از مقایسه شکل ۳ و ۵ مشاهده می شود که ضریب جفت‌شدگی طولی توری موجبری با پوشش فراماده، مقداری قابل مقایسه با ضریب جفت‌شدگی عرضی توری به خود اختصاص می‌دهد. این درحالی است که ضریب جفت‌شدگی طولی برای توری‌های ساخته شده از مواد معمولی و غیرمغناطیسی کاملا صفر است. این ویژگی می‌تواند از مهمترین خصوصیات توری‌های موجبری با پوشش فراماده محسوب شود.

۳-نتیجه‌گیری

در این مقاله ما یک توری موجبری مثلثی با لایه‌ی پوشش فراماده طراحی و ضرایب جفت‌شدگی عرضی و طولی آن را محاسبه کردیم و نشان دادیم که ضرایب جفت‌شدگی عرضی چنین ساختاری نسبت به توری امواج هدایتی با پوشش معمولی افزایش می‌یابند. درحالیکه ضریب جفت‌شدگی طولی برای ساختارهای توری موجبری ساخته شده از مواد معمولی صفر است. همچنین مشاهده شد که ضریب جفت-شدگی برای مد اصلی موجبر حذف می شود زیرا این موجبر توانایی هدایت چنین مدی را ندارد.

مراجع

[1] V. G. Vesalago “The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ε and μ” Sov. Phys. Usp. 10, 509 ,1968.

[2] D. R. S. R. A. Shelby, and S. Schultz, “Experimental verification of a negative index of refraction” Science, vol. 292, p. 77, 2001.

[3] Yuandan Dong, Tatsuo Itoh “Metamaterial-based antennas” IEEE, Vol. 100, Issue: 7, 2012.

[4] J. B. Pendry, “Negative refraction makes a perfect lens” Phys. Rev. Lett., vol. 85, pp. 3966–3969, 2000

[5] L. S. S. Xiao, and S. He, “A novel directional coupler utilizing a left-handed material” IEEE Photon. Technol. Let. vol. 16, pp. 171_173, 2004.

[6] H. Cory and A. Barger, “Surface-wave propagation along a metamaterial slab” Microwave Opt. Technol. Lett. 38, pp. 392–395, 2003.

[7] Ch. L. Chen, “Foundations for guided-wave optics, Wiley-Interscience”, Hoboken, NewJersey, 2007.

[8] T. Suhara and H. Nishihara, “Integrated optics components and devices using periodic structures” IEEE. QE-22, pp. 845–867,1986.

[9] M.L. Dakss, L. Kuhn, P.F. Heidrich and B.A. Scott, “Grating Couplers for efficient excitation of optical guided waves” Appl. Phys. Lett.16, pp.523, 1970.

[10] Catherine M. Ragdale, et al., “Narrowband fiber grating filters” IEEE, vol. 8, pp. 1146-1150, 1990.

[11] K. O. Hill and G. Meltz, “Fiber Bragg grating technology fundamentals and overview,” IEEE, Lightwave Technol.15, pp. 1263–1275, 1997.

[12] S. M. L. a. S. B. L. A.N. Chryssis, “High sensitivity evanescent field fiber Bragg grating sensor” IEEE, vol. 17, No. 6, pp. 1253-1255, 2005.

[13] W. Streifer, D. R. Scifres and R. D. Burnham, “Coupling coefficients for distributed feedback single- and double -heterostructure Diode Lasers” IEEE. Quantum Electron, QE-11, No. 11, pp. 867-873, 1975.

[14] Z. H. Wang, Z. Y. Xiao, and S. P. Li, “Guided modes in slab waveguides with a left handed material cover or substrate” Optics Communications, vol. 281, pp. 607–613, 2008.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

تحقق نامرئی‌سازی از طریق کاهش پراکندگی دوقطبی از فراماده لایه تخت در طول موج مرئی

محمدرضا فروزش فرد، عرفان قانع شیخ آبادی و محمد خان‌زاده

دانشکده فیزیک دانشگاه ولی عصر(عج)رفسنجان، بلوار ولایت، رفسنجان

چکیده - دراین مقاله فراماده‌ای لایه‌ای تخت از ترکیب فلز نقره و دی‌الکتریک SiO_2 برای مد TE طراحی و پیشنهاد شده است، به طوری که فراماده‌ای ناهمسانگرد و تک محور ایجاد می‌شود. مشاهده می‌شود که در فرکانس‌هایی که گذردهی مؤثر ساختار نزدیک صفر است، تخت بودن جبهه موج در عبور از این ساختار، تا زمانی که پراکندگی از نوع پراکندگی دوقطبی است، حفظ می‌شود لذا می‌توان با ایجاد حفره توخالی در وسط ساختار لایه‌ای به شرط کوچک بودن حفره از تخت بودن جبهه موج اطمینان حاصل کرد که نشان می‌دهد هر جسمی درون این حفره قرار گیرد نامرئی می‌شود. شبیه سازی‌های المان محدود با استفاده از نرم افزار کامسول نتایج را تایید می-کنند. با استفاده از این ساختار به نامرئی‌سازی در طول موج مرئی ۵۳۲nm رسیده‌ایم.

کلید واژه- فراماده لایه‌ای، گذردهی نزدیک صفر، نامرئی‌سازی، نظریه محیط موثر

Feasibility of Invisibility through Dipole Scattering Cancellation in Layered Metamaterial in Visible Light

M. R. Forouzeshfard, Erfan Ghane Sheykh Abadi, and M. Khanzadeh

Department of Physics Vali-e-Asr University, Velayat BLVD Rafsanjan

Abstract: In this paper, a layered metamaterial structure composed of silver layers as a conductor and layers of SiO_2 as a dielectric is designed and proposed; so that a uniaxial anisotropic metamaterial is created. It is observed that in frequency at which the effective permittivity of the proposed structure goes to zero, the flat wave front of the plane wave is kept in passing through this structure provided that dipole approximation would be valid. Therefore, with creating a small cavity in the center of the layered metamaterial, the flat wave front of the plane wave is kept and each object which is placed inside the cavity is hidden from the external observer. Finite element simulation using COMSOL Multiphysics approved the result. Using this structure, we could yield the invisibility condition in visible spectrum of 532nm.

Keywords: Layered Metamaterial, Epsilon Near Zero, Invisibility, Effective medium theory

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

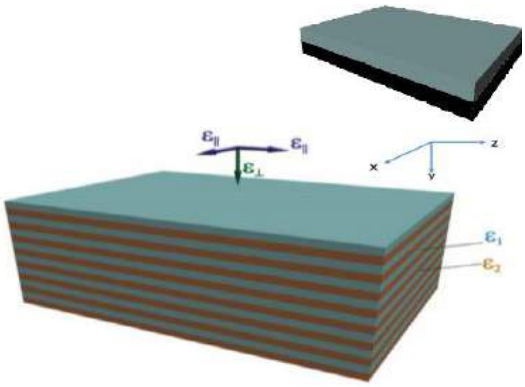
مقدمه

از سال ۲۰۰۶ که اولین مقاله‌ها در زمینه نامرئی‌سازی در مجله ساینس[۱] به چاپ رسید [۲،۱] تا کنون روش‌های مختلفی از نامرئی‌سازی مورد بحث و بررسی قرار گرفته‌اند. یکی از روش‌ها استفاده از اپتیک تبدیل [۲،۱و۳] است که باعث نامرئی‌سازی کامل می‌شود و شامل شنل‌های نامرئی‌ساز داخلی [۲،۱و۳]، شنل‌های نامرئی‌ساز خارجی [۴] و شنل فرش‌ها [۵] می‌باشد. کاهش سطح مقطع پراکندگی اشیاء نیز منجر به کاهش آشکارسازی و در نهایت نامرئی شدن می‌شود[۶]. رویکرد کیفی از نامرئی‌سازی با بهره‌گیری از فراماد با ε نزدیک به صفر (ENZ) برای کاهش پراکندگی دو قطبی از یک شئ دلخواه و بزرگ در مرجع [۷،۶] ممکن شده است. در این مقاله قصد بررسی کاهش سطح مقطع پراکندگی نور از یک ساختار لایه‌ای تخت ناهمسانگرد برای مد TE را که ε مؤثر آن بسیار نزدیک صفر است، داریم.

درواقع دراین مقاله قصد داریم به هدف نامرئی‌سازی جسمی با ابعاد در محدوده‌ی طول موج نور فرودی برسیم. مبانی نظری این‌کار براساس کاهش سطح مقطع پراکندگی کل (و نه براساس اپتیک تبدیل) استوار است. بنابراین دراین روش، برخلاف روش اپتیک تبدیل، سطح مقطع پراکندگی کل به لحاظ نظری دقیقا صفر نخواهد شد. دراین روش کوچک بودن ابعاد جسم در مقایسه با طول موج، که تضمین کننده تقریب دوقطبی است، منجر به سطح مقطع پراکندگی بسیار کوچک خواهد شد.

طراحی فراماده‌ای ناهمسانگرد و تک محور

ساختاری مطابق شکل (۱) در نظر می‌گیریم. این ساختار ترکیبی تناوبی از لایه‌های فلز و دی‌الکتریک می باشد که ناهمگنی آن در ابعاد زیر طول موج است به طوریکه سلول واحد آن متشکل از فلز نقره به ضخامت $d_1 = 20nm$ و دی‌الکتریک SiO_2 به ضخامت $d_2 = 100nm$ می‌باشد.



شکل ۱: ساختار تناوبی از لایه‌های فلز با گذردهی الکتریکی ε_1 و دی‌الکتریک با گذردهی الکتریکی ε_2 است. ناهمگنی در ابعاد زیر طول موج می باشد. نظریه محیط‌های موثر گذردهی الکتریکی موثر را در دو راستای موازی و عمود به صورت روابط (۳)، (۴) و (۵) برای این ساختار پیشنهاد می‌کند.

با توجه به شکل ۱ کسر پر شدگی فلز نقره به صورت زیر است[۸]

$$f = \frac{d_1}{d_1 + d_2} \cong \frac{1}{6} \qquad (۱)$$

ابعاد سلول واحد را نسبت به طول موج کوچک در نظر می‌گیریم.

برای گذردهی ماده پلاسمونیکی از مدل درود-لورنتز استفاده می‌کنیم. نظریه‌ی درود-لورنتز برای فلزات در فرکانس‌های مختلف رابطه‌ی زیر را پیشنهاد می-دهد[۹،۸].

$$\varepsilon_p = \varepsilon_\infty - \frac{{\omega_p}^2}{\omega^2 + i\omega\gamma} \qquad (۲)$$

که در اینجا برای فلز نقره $\omega_p = 14(10^{15} S^{-1})$ نشان دهنده فرکانس پلاسمای فلز و $\gamma = 0.032(10^{15} S^{-1})$ ثابت میرایی برای نقره است و ε_∞ سهم گذارهای درون باندی بوده و برای فلز نقره برابر با ۵ در نظر گرفته شده است. گذردهی الکتریکی SiO_2 را $\varepsilon_1 = 2.13$ و همچنین گذردهی الکتریکی فلز نقره با توجه به رابطه (۲) $\varepsilon_2 = -10.6 + 0.14i$ در نظر می‌گیریم[۸].

نظریه محیط های‌مؤثر، برای این محیط تانسور گذردهی

[۱] Science

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

الکتریکی

$$\vec{\vec{\varepsilon}} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{11} \end{pmatrix} \qquad (۳)$$

را پیش‌بینی می‌کند که گذردهی مؤثر این ساختار در دو راستای موازی و عمود بر سطح مقطع لایه‌ها به صورت زیر می‌باشد [۸،۶].

$$\varepsilon_{11}(\omega) = f\varepsilon_p(\omega) + (1-f)\varepsilon_I \qquad (۴)$$

$$\varepsilon_{\perp}(\omega) = \frac{\varepsilon_I \varepsilon_P(\omega)}{f\varepsilon_I + (1-f)\varepsilon_p(\omega)} \qquad (۵)$$

باتوجه به اینکه تانسور گذردهی الکتریکی قطری بوده و دو تا از عناصر روی قطر با یکدیگر برابرند، بنابراین به صورت یک ماده ناهمسانگرد تک محور عمل می‌کند. گذردهی مغناطیسی برای تمامی محیطها $\mu = 1$ فرض شده است.

با توجه به روابط و توضیحات فوق گذردهی الکتریکی مؤثر این ساختار در راستای موازی ε_{11} (جهت z) برای طول موج ۵۳۲nm که طول موج پرکاربردی است بسیار نزدیک به صفر خواهد بود لذا در این طول موج با یک ماده (ENZ) روبه‌رو هستیم.

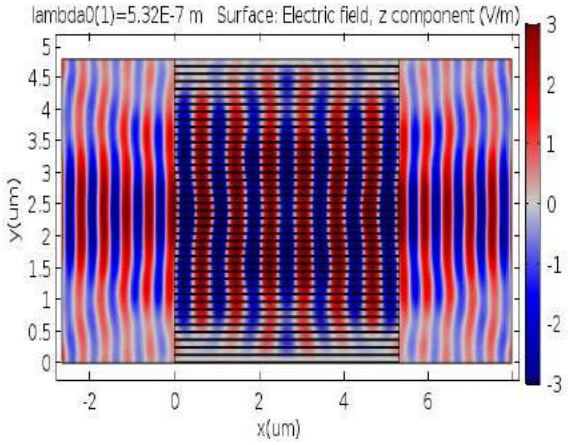
در مواد (ENZ) صفر بودن ضریب شکست باعث می‌شود پیشرفت فازی در ماده اتفاق نیفتد و نور پس از ورود به ساختار، فاز خود را حفظ کرده و فاز نور خروجی از ساختار دقیقا برابر با فاز نور قبل از ورود به ساختار است [۸و۶]

$$n = \sqrt{\varepsilon} \cong 0 \ ; \qquad (۶)$$

$$e^{ikx} = e^{i\frac{n\omega}{c}x} = e^{i\sqrt{\varepsilon}\frac{\omega}{c}x} \cong e^{0} \cong 1 \qquad (۷)$$

در مرجع[۶] نشان داده شده است که جبهه موج ناشی از تابش دو قطبی در ساختار های لایه‌ای تخت (ENZ)، در طول موج‌هایی که گذردهی ساختار لایه‌ای صفر می‌شود، تخت است، لذا مادامی که بتوان از دوقطبی بودن تابش مطمئن بود می‌توان از تخت بودن جبهه موج اطمینان حاصل کرد.

همانطور که می‌دانیم تابش ناشی از یک دوقطبی نقطه‌ای



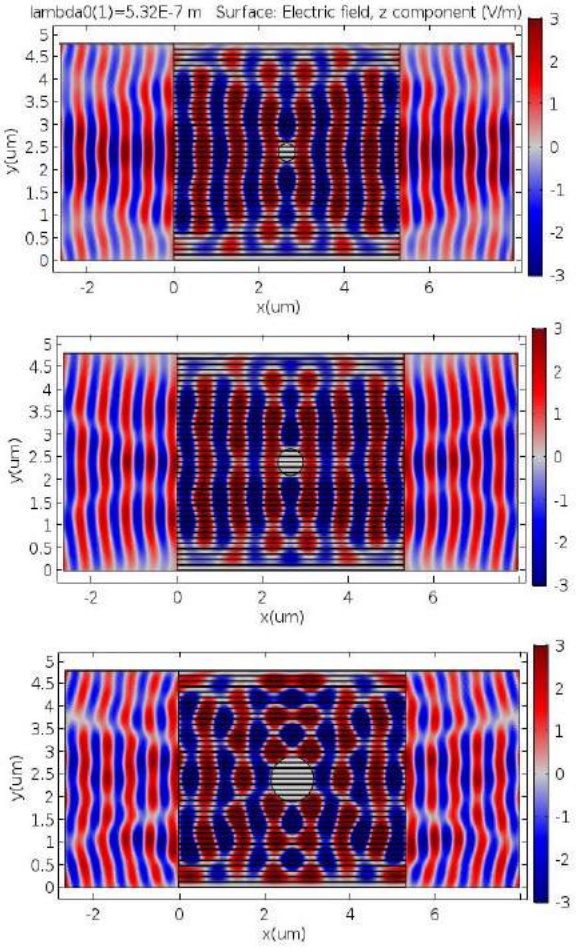
شکل ۲: شبیه‌سازی المان محدود انتشار موج تخت (TE) در ساختار فراماده شکل(۱). این شبیه‌سازی در نرم‌افزار کامسول نسخه ۵/۲ انجام شده است.

نوسان کننده در خلاء به صورت دمبلی شکل بوده و لذا جبهه موج ناشی از آن در خلاء تخت نیست[۹]. دراین مقاله با توجه به نتایج مرجع[۶] از این واقعیت بهره برده‌ایم که یک ماده‌ی (ENZ) می‌تواند جبهه موج یک تابش دوقطبی را تخت کند. بنابراین هنگامی که یک موج تخت به یک جسم کوچک (پراکندگی دوقطبی) در وسط یک ساختار (ENZ) می‌تابد به دلیل اینکه جبهه موج ناشی از پراکندگی دوقطبی جسم مانند جبهه موج نور فرودی تخت است لذا حضور جسم برای یک ناظر بیرونی حس نخواهد شد و می‌توان گفت جسم نامرئی شده است.

در شکل ۲ نحوه انتشار موج تخت TE (میدان الکتریکی در جهت Z) با طول موج ۵۳۲nm، برای این ساختار با استفاده از نرم افزار کامسول نسخه ۵/۲ نشان داده شده است. حفظ شدن جبهه موج در عبور از ساختار و به ویژه هنگام خروج از آن به وضوح در شکل مشخص است.

در شکل ۳ نحوه انتشار موج تخت (TE) در فراماده شکل(۱) نشان داده شده است به گونه‌ای که حفره‌ای کوچک در وسط ساختار ایجاد کرده‌ایم. در شکل۳-الف اندازه شعاع حفره کوچک است ($r = 0.2\mu m$) و می‌توان گفت، تقریب دوقطبی معتبر است و همانطور که در شکل مشاهده می‌شود، جبهه موج همچنان تخت باقی مانده است.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد



شکل ۳: شبیه‌سازی المان محدود انتشار موج تخت (TE) در ساختار فراماده شکل(۱) با ایجاد حفره‌ای دایره‌ای شکل در مرکز ساختار شکل(۱) به اندازه‌های الف) $r = 0.2\mu m$، ب) $r = 0.3\mu m$، ج) $r = 0.5\mu m$

در شکل ۳-ب حفره را کمی بزرگتر کرده‌ایم ($r = 0.3\mu m$)، مشاهده می‌شود جبهه موج کمی اختلال دارد اما همچنان می‌توان آن را تخت در نظر گرفت.

در شکل ۳-ج حفره را باز هم بزرگتر کردیم ($r = 0.5\mu m$) و به هم ریختگی جبهه موج در این وضعیت کاملا مشخص است که نشان می‌دهد تقریب دوقطبی دیگر معتبر نیست.

نتیجه‌گیری

در این مقاله با استفاده از ساختارهای فرامادهٔ لایه‌ای و با استفاده از فلز نقره و دی‌الکتریک SiO_2 توانسته‌ایم یک فراماده با گذردهی الکتریکی نزدیک صفر در طول موج مرئی ۵۳۲nm داشته باشیم. نشان داده‌ایم که وجود حفره‌ای کوچک در وسط این ساختار نمی‌تواند اختلالی در جبهه موج تخت فرودی ایجاد کند. این یعنی سطح مقطع پراکندگی برای ترکیب ساختار (ENZ) و حفره‌ی وسط آن هنگامی که در معرض تابش موج تخت قرار می‌گیرد تقریبا صفر خواهد بود. بنابراین با ایجاد حفره‌ای در ساختار به شرط کوچک بودن، می‌توان هر جسم دلخواهی را به وسیله این ساختار نامرئی کرد.

شبیه‌سازی‌های المان محدود با استفاده از نرم‌افزار کامسول نسخه ۵/۲ صحت نتایج را تایید کرده است.

مراجع

[1] Pendry. J.B, Schurig. D, Smith. D.R.“ Controlling Electromagnetic Fields”, Science. 312, 1780-1782, 2006.

[2] Leonhardt, U. “Optical Conformal Mapping”, Science. 312, 1777-1780, 2006.

[3] Schurig. D, Mock. J.J, Justice. B. J, Cummer. S.A, Pendry. J.B, Starr. A.F, Smith. D. R. “Metamaterial Electromagnetic Cloak at Microwave Frequencies”, Science. 314. 977-980, 2006.

[4] Y. Lai, H. Chen, Z. Zhang and C. T. Chan, ″Complementary Media Invisibility Cloak That Cloaks Objects At a Distance Outside The Cloaking Shell″, Phys. Rev. Lett. 102, 093901 (2009).

[5] Broadband Ground-plane Cloak, Science, Vol 323, 366-369, 2009.

[6] A. S. Shalin, P. Ginzburg, A. A. Orlov, I. Iorsh, P. A. Belov, Y. S. Kivshar, and A. V. Zayats, "Scattering suppression from arbitrary objects in spatially dispersive layered metamaterils" , Phys. Rev. B 91,125426 (2015).

[7] A. Alu, N. Engheta, "Achieving transparency with plasmonic and metamaterial coatings" Phys. Rev. E 72,016623 (2005).

[8] W. Cai, V. Shalaev, D. K. Paul, "Optical metamaterials: fundamentals and applications" , Phys.Today, (2010).

[9] J. D. Jackson, Classical Electrodynamic, Third Edition, John Wiley & Sons, New York, 1999.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

مقایسه جفت‌شدگی پرتو-میکرومشدد در ساختارهای توری-جانبی و توری-انتها به منظور کنترل مدهای خاص میکرومشدد

حمید نادگران[۱]، سعید اوشنی[۱]، راحله پورمند[۲]

[۱] بخش فیزیک دانشگاه شیراز
[۲] مرکز آموزش عالی دولتی استهبان

چکیده – در این کار برای اولین بار برانگیختگی مرتبه‌های مختلف مدهای *WGM* یک میکرومشدد در ساختاری که توری پراش بر جداره فیبر نوری حک شده است، انجام گردیده است. نتایج این کار با ساختاری که توری در انتهای فیبر تعبیه گردیده، مقایسه شده است. این نتایج که با استفاده از شرط دقیق تطابق فازی برای جفت‌شدگی پرتو از فیبر به داخل میکرومشدد به دست آمده است، نشان می‌دهد که فاکتور کیفیت برای سامانه توری-جانبی $۱/۰۳ \times ۱۰^{۴}$ و برای سامانه توری-انتها $۱/۷ \times ۱۰^{۴}$ است. نکته قابل توجه آن است که در حالت توری-جانبی، مدهای خاص، قابل کنترل برای برانگیختگی هستند ولی در ساختار توری-انتها این مدها به آسانی قابلیت کنترل ندارند، زیرا در این ساختار پراش و انعکاس از روی خود توری کنترل برانگیختگی مدهای *WGM* را به نحو قابل ملاحظه‌ای کاهش می‌دهد. از آنجا که در بعضی از کاربردهای فوتونیک برانگیختگی مدهای خاص لازم است، سامانه توری-جانبی نسبت به توری-انتها ارجحیت دارد.

کلید واژه- جفت‌شدگی، WGM، توری-جانبی، توری-انتها

Comparison of light-microresonator coupling in both side-grating and end-grating structures to control the excitation of higher radial order WGMs

H. Nadgaran[1], S. Owshani[1], R. Pourmand[2]

[1] Physics Dep. Shiraz University, Shiraz 71454, Iran

[2] Physics Dep. Estahban Higher Education Center, Estahban, Iran

Abstract- In this work for the first time excitation of higher radial order WGMs has been investigated using a metallic grating coupler located on the side of optical fiber (side-grating). The results have been compared with another structure in which grating is put on the end of fiber (end-grating). The results which is understood by phase-matching conditions, show that Q-factor in both side-grating and end-grating is 1.03×10^4 and 1.7×10^4 respectively. The noticeable point is that excitation of a specific radial mode is controllable in side-grating structure while it can't be controlled easily in end-grating structure. The reason stems from the fact that in end-grating structure, light diffraction and reflection from end-grating itself remarkably reduce the excitation control of WGMs. Since some photonic applications require a particular mode to be excited, the side-grating structure is more preferable than the end-grating structure.

Keywords: coupling, WGM, side-grating, end-grating .

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

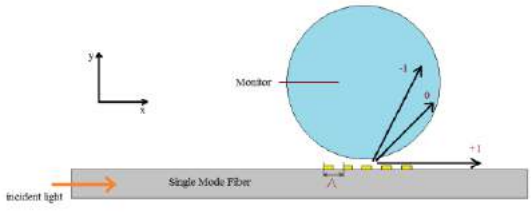
میکرومشددهای پرکیفیت WGM، با طول عمر کاواک طولانی و نیز حجم مدی کوچک به طور قابل توجهی برهمکنش‌های بین نور و ماده را افزایش داده و به طور گسترده‌ای مطالعات بنیادین و کاربردهای عملی در حوزه اپتیک و فوتونیک را تحت‌الشعاع قرار داده است [۱].

فاکتور کیفیت Q بسیار بالای مشددهای WGM باعث حصول چگالی انرژی فوق‌العاده و خطوط تشدید خیلی باریک می‌شود. چنین ویژگی‌هایی است که این ساختار را برای میکرولیزرها [۲, ۳]، الکترودینامیک، اپتیک کوانتومی [۴, ۵] و انواع حسگرها [۵, ۶] بسیار کارآمد کرده است.

تقویت مدهای شعاعی مرتبه‌های بالاتر با توجه به نوع کاربرد اهمیت پیدا می‌کند. در فیلتراسیون و بسیاری از کاربردهای غیرخطی که در آن رقابت مد، یک توان تشدید بیشینه را می‌طلبد، اصولا به یک طیف خالص و بدون مدهای مرتبه‌های بالاتر نیاز است. ولی در آزمایش‌های بیوحسگری شیمیایی که روی میکروشاره‌های محصور در مویرگ انجام می‌پذیرد، برای حساسیت بالاتر کارآمد بودن مرتبه‌های شعاعی بالا در WGM اجتناب‌ناپذیر است [۷].

۲- اصول کار

همان طور که از شکل (۱) مشخص است، در این کار، ساختار شامل یک توری پراش فلزی (طلا) می‌باشد که بر جداره فیبر نوری تک‌مد قرار داده شده است. میکرومشدد نیز بالای توری جای گرفته است. فیبر برای جفت‌شدگی جانبی پرتو و میکروکره باید کمی نازک شود. از بین مرتبه‌های مختلف پراش، مرتبه صفرم و مرتبه ۱- تنها به داخل میکرومشدد افکنده می‌شوند، که فقط مرتبه ۱- پراش با مدهای شعاعی میکرومشدد جفت می‌گردد. این جفت‌شدگی در جهت خلاف عقربه‌های ساعت خواهد بود.

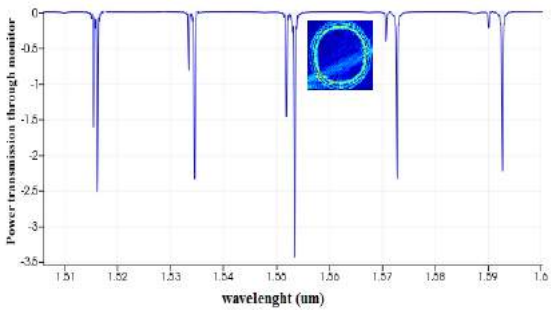


شکل ۱: نمایش دوبعدی جفت‌شدگی نور در حالت توری-جانبی

از آنجا که مدهای اساسی میکروکره در راستای استوای آن جفت می‌شوند، برای محاسبات سریعتر، شبیه‌سازی در دو بعد انجام گرفته است، بدین معنا که از تقریب میکرودیسک به جای میکروکره استفاده شد و شعاع میکرودیسک (سیلیکا) ۱۵ میکرومتر انتخاب گردید. ناظری که نزدیک سطح میکرودیسک واقع شده، یک ناظر خطی است، که توان عبوری (متناسب با شدت عبوری) را بر حسب طول موج اندازه‌گیری می‌کند.

در شکل ۲ برانگیختگی دو مرتبه از مدهای شعاعی تشدید WGM مشاهده می‌شود. این مرتبه‌ها با مرتبه ۱- پراش جفت شده‌اند و در جهت پادساعتگرد درون میکرودیسک انتشار یافته‌اند. منفی بودن پیک‌های منحنی بیانگر جهت انتشار نور جفت‌شده به درون میکرودیسک (پادساعتگرد) است.

دوره توری برابر با ۱/۲ میکرومتر و ضخامت آن ۱۰۰ نانومتر می‌باشد. گاف هوا بین توری و میکرودیسک در حالت بهینه خود (جفت‌شدگی بحرانی) ۳۵۰ نانومتر انتخاب شده است. در این کار از چشمه گوسی با قطبش TE استفاده گردیده است.



شکل ۲: نمودار توان عبوری از مانیتور تعبیه شده نزدیک سطح میکرودیسک بر حسب طول موج در حالت توری-جانبی

احتمال اینکه یکی از مدهای شعاعی میکرودیسک (q=1,2,...) با مرتبه خاصی از پراش جفت شود با شرط تطابق فازی تعیین می‌گردد [۷]. این شرط را از روی انطباق مقدار عددی ضریب مؤثر مد بررسی می‌کنند. نمودار ضریب مؤثر مد WGM (n_{WGM}) در مرجع [۸] محاسبه شده است؛ از طرفی مؤلفه عمودی ضریب مؤثر مرتبه‌های پراش از طریق رابطه زیر به دست می‌آید؛

$$n_k = \left| n_i \sin\theta - k\frac{\lambda}{\Lambda} \right| \qquad (۱)$$

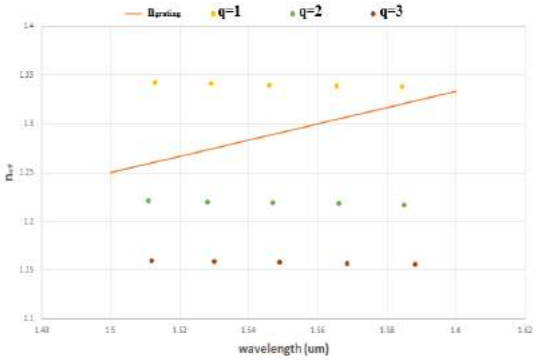
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

که در این رابطه n_i ضریب شکست محیط فرودی، θ زاویه فرودی، k مرتبه پراش، λ طول موج و Λ دوره توری پراش می‌باشد.

با به کارگیری رابطه (۱) برای این ساختار، با تقریب خوبی می‌توان زاویه فرودی را صفر در نظر گرفت، زیرا برخورد میدان ناپایا به توری تقریبا به طور عمودی اتفاق می‌افتد. پس معادله (۱) به صورت زیر خواهد بود؛

$$n_k = \frac{\lambda}{\Lambda} \qquad (۲)$$

در شکل ۳ نحوه تطابق فازی مدهای شعاعی WGM و مرتبه منفی پراش، با توجه به n_{eff} نمایش داده شده است.

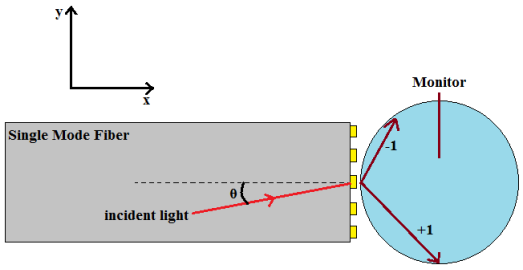


شکل ۳: نمودار ضرایب مؤثر مد محاسبه شده برای ساختار WGM در طول موج‌های تشدید و ضریب مؤثر مرتبه ۱- پراش

همان طور که از شکل ۳ مشخص است، با نزدیک شدن به طول موج‌های بلندتر، تطابق فازی با مرتبه دوم شعاعی شدیدا کاهش می‌یابد که کاملا با نتایج شکل ۲ سازگار است. با تغییر دادن دوره توری، می‌توان منحنی n_k را تغییر داد، بدین معنی که با این کار جفت‌شدگی هر کدام از مدهای مرتبه اول و یا دوم شعاعی به صورت اختیاری قابل تقویت باشند.

۳- مقایسه

چنانچه ساختار ذکر شده را با ساختاری که در آن توری در انتهای فیبر نوری (شکل ۴) قرار گرفته باشد و جفت‌شدگی پرتو با میکرودیسک به طریق انتهایی انجام شود، مقایسه کنیم، موارد زیر قابل ذکر است؛



شکل ۴: نمایش دوبعدی حالت توری-انتها که جفت‌شدگی هر دو مرتبه پراش ۱- و ۱+ را ایجاد می‌کند.

الف- در ساختار توری-انتها به جز مرتبه ۱- پراش، مرتبه ۱+ آن نیز با مدهای شعاعی میکرودیسک جفت می‌شود. در واقع مرتبه ۱- پراش با اولین مد شعاعی جفت شده و مرتبه ۱+ با مدهای مرتبه دوم و سوم شعاعی جفت می‌گردد. همچنین دیگر نمی‌توان زاویه فرودی را صفر در نظر گرفت، بنابراین روند محاسبات از طریق رابطه (۱) پیگیری می‌شود.

ب- در ساختار توری-انتها خود پرتو بعد از پراش از توری با میکرومشدد جفت می‌شود در حالی که در ساختار توری-جانبی میدان‌های ناپایا (evanescent) از طریق توری به داخل میکرودیسک جفت می‌شوند.

ج- در ساختار توری-انتها، انعکاس پرتو توسط توری، باعث برانگیختگی مدهای دیگر شده و در نتیجه غیر قابل کنترل بودن آنها را محتمل می‌سازد، در حالی که در ساختار توری-جانبی این انعکاس اساسا وجود ندارد و به همین دلیل مدهای قابل کنترل می‌توانند به داخل میکرودیسک جفت شوند.

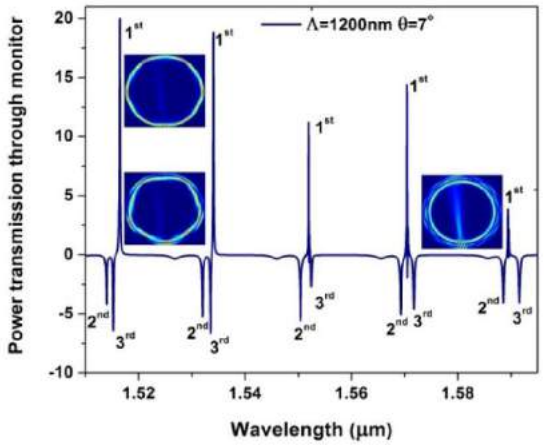
د- از آنجا که در ساختار توری-جانبی با میدان‌های ناپایا سروکار داریم، با توجه به ضعیف بودن و مستهلک شدن آنها در راستای z، دقت و حساسیت حسگری‌های متعدد، بسیار بیشتر از ساختار توری-انتها خواهد بود که در آن از خود پرتو جفت‌شده به میکرودیسک برای حسگری استفاده می‌شود.

۳-۱- مقایسه نتایج

همان طور که اشاره شد، در حالت توری-انتها سه مد شعاعی تحریک می‌شود، از این رو نمودار توان بر حسب طول موج (شکل۵) دارای سه پیک می‌باشد، که پیک

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

مثبت، جفت‌شدگی مرتبه ۱- پراش (برانگیختگی مد اول شعاعی) و پیک‌های منفی، جفت‌شدگی مرتبه ۱+ پراش (برانگیختگی مدهای دوم و سوم شعاعی) را نشان می‌دهد. بدیهی است که به طور کلی در این ساختار ما پیک‌های بزرگتری داشته باشیم، زیرا در این حالت خود نور عبوری از فیبر با برخورد به توری، پراشیده می‌شود، در حالی که در ساختار جفت‌شدگی توری-جانبی میدان ناپایای نشتی، دچار پراش می‌شود.



شکل ۵: توان عبوری از مانیتور بر حسب طول موج در جفت‌شدگی عمودی که با تحریک ۳ مرتبه از مدهای شعاعی همراه است [۷].

اگرچه پیک‌های نمودار توان در جفت‌شدگی توری-انتها نسبت به جفت‌شدگی توری-جانبی بیشتر است، ولی با محاسبه فاکتور کیفیت Q می‌بینیم که Q برای حالت توری-انتها $۱/۷\times۱۰^{۴}$ و برای حالت توری-جانبی $۱/۰۳\times۱۰^{۴}$ است. همچنین با این حال که در ساختار جفت‌شدگی توری-انتها، برای تقویت یک مد خاص، آزادی عمل بیشتری وجود دارد و لحاظ تغییرات زاویه فرودی غیرقابل اجتناب است، در ساختار توری-جانبی زاویه فرودی با تقریب خیلی خوبی صفر در نظر گرفته می‌شود.

۴- نتیجه‌گیری

در این کار دو ساختار توری-جانبی و توری-انتها به لحاظ کنترل برانگیختگی مدهای خاص مقایسه شدند. علی‌رغم برابری نسبی فاکتور کیفیت در این دو ساختار نشان داده شد که ساختار توری-جانبی اختیار بیشتری برای برانگیختگی مدهای شعاعی جهت بررسی‌های خاص به ما می‌دهد. ضمن اینکه دقت و حساسیت ساختار جانبی به سبب استفاده از جفت‌شدگی میدان‌های ناپایا با میکرودیسک بسیار بهتر است.

مراجع

[1] Farnesi, D., et al., *Long period grating-based fiber coupler to whispering gallery mode resonators.* Optics letters, 2014. **39**(22): p. 6525-6528.

[2] Kreismann, J., S. Sinzinger, and M. Hentschel, *Three-dimensional limaçon: Properties and applications.* Physical Review A, 2017. **95**(1): p. 011801.

[3] Wang, Y., et al., *Tapered optical fiber waveguide coupling to whispering gallery modes of liquid crystal microdroplet for thermal sensing application.* Optics Express, 2017. **25**(2): p. 918-926.

[4] Huet, V., et al ,.*Millisecond photon lifetime in a slow-light microcavity.* Physical review letters, 2016. **116**(13): p. 133902.

[5] Zhou, Y., et al., *Fano resonances in metallic grating coupled whispering gallery mode resonator.* Applied Physics Letters, 2013. **103**(15): p. 15. 1108

[6] Humphrey, M.J., et al., *Calculation of optimal fiber radius and whispering-gallery mode spectra for a fiber-coupled microsphere.* Optics communications, 2007. **271**(1): p. 124-131.

[7] Zhou, Y., et al., *Controlled excitation of higher radial order whispering gallery modes with metallic diffraction grating.* Optics express, 2015. **23**(4): p. 4991-4996.

[8] Bumki M., et al., *High-Q surface-plasmon-polariton whispering-gallery microcavity.* Nature, 2009. **457**(7228): p. 455-458.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

تحلیل ناپایداری اختلال فصل مشترک سیال های متحرک با چگالی متغیر

رقیه آشوری*، احمد مهرآمیز و سمانه مجازی

دانشگاه بین المللی امام خمینی (ره)، قزوین

چکیده – در این پژوهش تاثیر میدان مغناطیسی بر ناپایداری فصل مشترک بین دو سیال نیمه متناهی برای دو حالت چگالی ثابت و متغیر بررسی می شود. از معادلات مگنتوهیدرودینامیک برای رسیدن به رابطه ای کلی برای دامنه اختلال در نزدیکی فصل مشترک استفاده می شود. نتایج نشان می دهند که دامنه اختلال برای هردو حالت چگالی ثابت و متغیر تابعیت زمانی یکسانی دارد. از سوی دیگر تابعیت مکانی دامنه اختلال سیال های چگالی ثابت افت نمایی دارد درحالیکه برای حالت چگالی متغیر به علت حضور یک تابع فوق هندسی در پاسخ افت شدیدتری دارد.

کلید واژه- مگنتوهیدرودینامیک، ناپایداری، اختلال

Instability analysis of the interface perturbation of moving fluids with varying densities

Ahmad Mehramiz and samaneh majazi Roqayeh Ashouri,

Department of Physics, Faculty of Science, Imam Khomeini International University, Qazvin. Iran.

Abstract-In this study, the effect of magnetic field on the instability of the interface between two semi-infinite fluids of constant density is investigated as well as two semi-infinite fluids of variable density. A general equation for the amplitude of disturbance near the interface is obtained using the MHD equations. The results show that temporal part of the disturbance amplitude for both cases is the same. in the other hand The spatial part of the perturbation amplitude of the fluids with constant densities decreases exponentially while in the case of varying densities it descents faster because of a hypergeometric function in the solution.

Keywords: magnetohydrodynamic, instability, perturbation

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱-مقدمه

موضوع ناپایداری در محیط های پلاسمایی از اهمیت زیادی برخوردار است. ناپایداری ها انواع مختلف و منابع گوناگونی دارند یکی از این ناپایداری ها در اثر برخورد موج شوکی به فصل مشترک دو سیال پلاسمایی ایجاد می شود که زمینه مطالعات بسیاری را فراهم کرده است. پژوهش ها نشان می دهند در اثر اصابت موج شوکی به فصل مشترک دو سیال، دامنه اختلال اولیه موجود در فصل مشترک افزایش یافته و ناپایداری اتفاق می افتد[۱]. عواملی از قبیل میدان مغناطیسی، تنش سطح و چسبندگی نیز می توانند مانع رشد دامنه اختلال گردند [۲و۳]. این ناپایداری در زمینه هایی چون اخترفیزیک، سیستم های احتراق و همجوشی مشاهده می شود [۴-۶]. درسیستمی شامل دو سیال با چگالی ثابت حضور میدان مغناطیسی سبب نوسان دامنه ی اختلال می گردد[۷].

در این پژوهش چگالی هر یک از سیالات متغیر و به صورت نمایی در نظر گرفته می شود و در این حالت تابعیت زمانی و مکانی دامنه ی اختلال در نزدیکی فصل مشترک به صورت تحلیلی محاسبه و برآورد نموداری می گردد.

۲- فرضیات و معادلات پایه

پیکربندی اولیه شامل دو شاره پلاسمایی و نیمه متناهی با چگالی جرم های ρ_- و ρ_+ و با سرعت های تعادلی U_- و U_+ و میدان های مغناطیسی B_- و B_+ در راستای y است که در مرز $z=0$ از هم جدا شده اند (شکل۱). در این مرز اختلال اولیه سینوسی وجود دارد. سیال را تراکم ناپذیر درنظر می گیریم ($\nabla.u=0$) در آن لایه های مختلف متحرک هستند و تاثیرات اتلافی در این وضعیت نادیده گرفته می شوند و برای شتاب مدل ضربه ای را در نظر می گیریم. مشخصات تعادلی به شکل زیر فرمول بندی می شوند [۷]:

$$\vec{B}_0 = B_0(Z)\hat{e}_y \quad و \quad \vec{u}_0 = u_0(z)\hat{e}_y \qquad (۱)$$

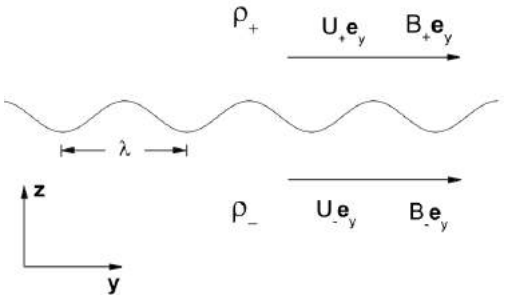
$$Q_0(z) = Q_- + (Q_+ - Q_-)H(z) \qquad (۲)$$

در روابط فوق ، Q نشان دهنده B و ρ و u و $H(z)$ تابع هوی ساید است. برای بررسی دامنه اختلال از معادلات مگنتوهیدرودینامیک به شکل زیر استفاده می شود:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla.\rho u = 0 \qquad (۳)$$

$$\rho\frac{\partial u}{\partial t} + \rho(u.\nabla)u = -\nabla p + J\times B + \rho g \qquad (۴)$$

همچنین سایر معادلات از قبیل قانون آمپر($J = \frac{1}{\mu_0}\nabla\times B$)، قانون فاراده ($\frac{\partial B}{\partial t} = -\nabla\times E$) و اهم ($E + u\times B = 0$) معادلات پایه و مورد نیاز برای محاسبات هستند. در روابط فوق j و E به ترتیب چگالی جریان الکتریکی و میدان الکتریکی هستند $g = -\Delta u\delta(t)e_z$ شتاب اعمال شده توسط شوک فرودی است و Δu تغییرات سرعت سطح است. فرض می شود همه ی کمیت ها به فرم $\varphi = \varphi_0 + \varphi_1$ باشند، که در آن φ_0 ها مقادیر تعادلی و φ_1 ها مقادیر اختلالی کمیت هارا نشان می دهند. همچنین فرض شده است که اختلال ها فرم سینوسی دارند.



شکل۱. تصویر شماتیک از شرایط اولیه سیستم. دو سیال نیمه متناهی با چگالی جرم های ρ_+ و ρ_- با سرعت های تعادلی افقی U_- و U_+ و میدان های مغناطیسی B_- و B_+ در راستای y . فصل مشترک در z=0 قرار دارد.

۳-محاسبات

مقادیر تعادلی و اختلالی کمیت ها را در معادلات مگنتو هیدرودینامیک جاگذاری و سپس آن هارا خطی سازی می کنیم . با انجام محاسبات در نهایت رابطه زیر حاصل می گردد:

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

$$ik\rho_0\left(\frac{\partial}{\partial t}+iku_0\right)u_{1z} - \frac{\partial}{\partial z}\left[\rho_0\left(\frac{\partial}{\partial t}+iku_0\right)u_{1y}+\rho_0 u_{1z}\frac{du_0}{dz}\right] + \frac{1}{\mu_0}\left[k^2B_0B_{1z}+\frac{\partial}{\partial z}\left(ikB_0B_{1y}+B_{1z}\frac{dB_0}{dz}\right)\right] + ik\rho_1\Delta u\delta(t)=0 \qquad (۵)$$

اختلال فصل مشترک به صورت $\xi(y,z,t)=\bar{\xi}(z,t)e^{iky}$ معرفی می شود که در آن از تعریفی به شکل $\bar{\xi}(z,t)=\eta(t)f(z)$ استفاده شده است. اینک شکل های اختلالی چگالی جرمی و میدان مغناطیسی را بدست آورده و در رابطه (۵) جایگذاری می کنیم، نتیجه چنین خواهد شد:

$$k^2\rho_0\left(\frac{\partial}{\partial t}+iku_0\right)^2\xi - \frac{\partial}{\partial z}\left[\rho_0\left(\frac{\partial}{\partial t}+iku_0\right)^2\frac{\partial\xi}{\partial z}\right] = -k^2\frac{k^2B_0^2}{\mu_0}\xi+\frac{\partial}{\partial Z}\left(\frac{k^2B_0^2}{\mu_0}\frac{\partial\xi}{\partial z}\right) + k^2\Delta u\frac{d\rho_0}{dz}\xi\delta(t) \qquad (۶)$$

از آنجا که کمیت های تعادلی در طرفین مرز ثابت هستند در رابطه (۶) مشتق این کمیت ها صفر می شود. در ادامه چگالی برای دو حالت ثابت و متغیر بررسی می شود که شکل متغیر آن به صورت زیر در نظر گرفته شده است:

$$\rho=\rho_0 e^{-\alpha|z|} \qquad (۷)$$

بنابراین با جایگذاری روابط بالا در معادله (۶) در نهایت به رابطه زیر می رسیم:

$$\frac{1}{\eta(t)}\left(\frac{d}{dt}+iku_0\right)^2\eta(t)\left[\rho_0k^2+\frac{d\rho_0}{dz}\frac{d}{dz} - \rho_0\frac{d^2}{dz^2}\right]f(z)=\frac{k^2B_0^2}{\mu_0}\left[-k^2+\frac{d^2}{dz^2} + \frac{\mu_0}{B_0^2}\frac{d\rho_0}{dz}\Delta u\ \delta(t)\right]f(z) \qquad (۸)$$

با حل این معادله برای حالت چگالی ثابت تابعیت مکانی دامنه به شکل زیر حاصل می شود:

$$f(z)=\begin{cases}e^{-kz} & z\succ 0\\ e^{+kz} & z\prec 0\end{cases} \qquad (۹)$$

با حل معادله (۸) برای چگالی نمایی و جداسازی متغیرها رابطه زیر حاصل می شود:

$$\frac{\rho_0}{\eta(t)}\left(\frac{d}{dt}+iku_0\right)^2\eta(t)= \frac{-k^2B_0^2}{\mu_0}e^{\alpha z}\frac{\left(\frac{d^2}{dz^2}-k^2\right)f(z)}{\left(\frac{d^2}{dz^2}-\alpha\frac{d}{dz}-k^2\right)f(z)} \qquad (۱۰)$$

برای حل قسمت زمانی (چگالی ثابت) با انتگرال گیری اطراف z=0 از رابطه (۸) و استفاده از رابطه (۹) معادله دیفرانسیل تحول زمانی به صورت زیر بدست می آید:

$$\frac{d^2\eta(t)}{dt^2}+2ik\left(\alpha_+U_+ +\alpha_-U_-\right)\frac{d\eta(t)}{dt} = k^2\left(\alpha_+U_+^2+\alpha_-U_-^2-v_a^2\right)\eta(t) + k\Delta uA_T\eta(t)\delta(t) \qquad (۱۱)$$

در رابطه فوق $\alpha_\pm=\rho_\pm/(\rho_-+\rho_+)$ و عدد آتوود و به شکل $A_T=\alpha_+-\alpha_-$ است . با حل معادله (۱۱) تابعیت زمانی دامنه اختلال به دست می آید:

$$\eta(t)=e^{-i\omega t}\left\{\left[\cosh(\gamma t)+\frac{i\omega+kA_T\Delta u}{\gamma}\sinh(\gamma t)\right]\eta(0)+\frac{\dot{\eta}(0)}{\gamma}\sinh(\gamma t)\right\} \qquad (۱۲)$$

در روابط فوق $\omega=k\left(\alpha_+U_+ +\alpha_-U_-\right)$. نرخ رشد به صورت $\gamma=k\left[\frac{1}{4}\left(1-A_T^2\right)\delta_u^2-v_a^2\right]^{\frac{1}{2}}$ است. $\delta_u=|U_+-U_-|$ نیز سرعت شار برشی نسبی دو لایه است. طبق رابطه (۹) مولفه

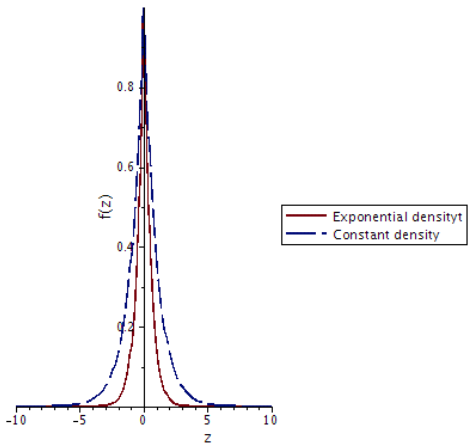
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

z به صورت نمایی کاهش می یابد. ازطرفی در حضور میدان مغناطیسی و حرکت نسبی ناپایداری زمانی اتفاق می افتد که $\gamma \succ 0$. تحت این شرایط دامنه اختلال با نرخ γ رشد می کند. در غیر این صورت دامنه اختلال نوسان خواهد کرد. تابعیت زمانی دامنه اختلال برای حالت چگالی متغیر به دلیل ثابت بودن چگالی در نزدیکی فصل مشترک، تفاوتی با حالت چگالی ثابت ندارد. برای محاسبه تابعیت مکانی با استفاده از روابط (۱۰) و (۱۲) به معادله زیر می رسیم:

(۱۳)

$$f(z)=\begin{cases} hypergeom\left(\left[\dfrac{\alpha-\sqrt{\alpha^2+4k^2}+2k}{2\alpha},\ \dfrac{\alpha+\sqrt{\alpha^2+4k^2}+2k}{2\alpha}\right],\left[\dfrac{\alpha+2k}{\alpha}\right],-\dfrac{Ce^{+\alpha z}}{a}\right)e^{-kz} & z\succ 0 \\ hypergeom\left(\left[\dfrac{1}{2}\dfrac{\alpha-\sqrt{\alpha^2+4k^2}+2k}{\alpha},\ \dfrac{\alpha+\sqrt{\alpha^2+4k^2}+2k}{2\alpha}\right],\left[\dfrac{\alpha+2k}{\alpha}\right],-\dfrac{Ce^{-\alpha z}}{a}\right)e^{+kz} & z\prec 0 \end{cases}$$

با رسم تابعیت زمانی در دو حالت چگالی ثابت و چگالی نمایی نمودار زیر حاصل می شود:



شکل۲. نمودار تغییرات مکانی دامنه اختلال بر حسب z برای دوحالت چگالی ثابت و نمایی.

نتایج نموداری نشان می دهند که تابعیت z دامنه اختلال برای حالت چگالی متغیر در هر دو طرف مرز سیر نزولی دارد. در حالت چگالی ثابت فقط تابع نمایی نزولی داریم در حالیکه برای سیال با چگالی متغیر علاوه بر تابع نمایی نزولی یک تابع فوق هندسی نیز داریم که در آن ضرب شده و سیر نزولی را بیشتر کرده است.

۴- نتیجه‌گیری

در این پژوهش محیط پلاسمایی شامل دو سیال با چگالی های متغیر در نظر گفته شد و برای آن دامنه اختلال با فرض فرود شوک بر فصل مشترک مطالعه گردید. نشان داده شد که تابعیت مکانی دامنه اختلال در اطراف فصل مشترک و در حضور میدان مغناطیسی به صورت حاصلضرب توابع نمایی و فوق هندسی افت می کند. به علاوه نشان داده شد که تابعیت زمانی برای هر دو حالت چگالی ثابت و متغیر یکسان است. علاوه بر این مشخص گردید که برای نرخ رشد مثبت دامنه اختلال رشد می کند اما برای نرخ رشد منفی دامنه اختلال رشد ندارد و فقط نوسان می کند. بررسی حالت چگالی ثابت نیز به نتایج پژوهش های پیشین می انجامد.

مراجع

[1] Brouillette, “The richtmyer-meshkov instability”, Annu. Rev. Fluid Mech, Vol. 34, p. 445, 2002.

[2] K. Mikaelian, “Rayleigh-Taylor and Richtmyer-Meshkov instabilities in multilayer fluids with surface tension”, Phys. Rev. A, Vol. 42, pp. 11-72, 1990.

[3] K. Mikaelian, “Effect of viscosity on Rayleigh-Taylor and Richtmyer-Meshkov instabilities”, Phys. Rev. E, Vol. 47, p. 375, 1993.

[4] Khokhlov, Thomas , Oran, “Numerical simulation of deflagration-to- detonation transition: the role of shock-flame. Combust.Flames”, Vol. 117, pp. 323-339, 1999.

[5] R.Chevalier, “A model for the radio brightness of the supernova remnant 1987a”, Nature, Vol. 355, p. 617, 1992.

[6] P. Chapman, J. Jacobs, “Experiments on the three-dimensional incompressible Richtmyer-Meshkov instability”, phys. fluids, Vol. 18, pp. 074-101, 2006.

[7] J. Cao, Z. Wu, H. Ren, D. Li, “Effects of shear flow and transverse magnetic field on Richtmyer-Meshkov instability”, Phys. Plasmas, Vol. 15, p. 042102, 2008.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

بررسی دینامیک غیرخطی زنجیره خطی از ذرات نانو فلزی در اندرکنش با لیزر: حالت انتشار عمود

ناصر سپهری جوان، آصف خیراندیش، حسین محمدزاده و افسون فرهومند

دانشگاه محقق اردبیلی، دانشکده علوم، گروه فیزیک

چکیده – مطالعه دینامیک اندرکنش میدان‌های شدید الکترومغناطیسی با نانوذرات فلزی یکی از علاقمندی‌های بزرگ در برخی پدیده‌های غیرخطی در نانواپتیک و پلاسمونیک می‌باشد. این پدیده‌ها شامل تولیدهماهنگ‌ها، نانو-همگرایی، خودهمگرایی، مدهای غیرخطی و نانو-موجبری می‌باشد. با استفاده از یک مدل درود نسبیتی تعمیم یافته ما معادلات حرکت زنجیره خطی از نانوذرات اندرکنشی با یک لیزر قطبیده خطی منتشر شونده عمود بر محور تقارن آرایه را به صورت تحلیلی بررسی کرده‌ایم. اندرکنش متقابل هر ذره با دو همسایه نزدیک در رژیم اندرکنش دوقطبی-دوقطبی در نظر گرفته شده است. با استفاده از یک رهیافت اختلالی معادلات حرکت هماهنگ‌های اول، دوم و سوم میدان‌های الکترومغناطیسی حل شده و نشان داده شده‌است که فاصله بین ذرات دارای نقش اساسی در دینامیک غیرخطی است.

کلید واژه- آثار غیرخطی، اندرکنش دوقطبی-دوقطبی، مدل درود، لیزر، نانوذرات

Investigation of nonlinear dynamics of linear chain of metallic nanoparticles in the interaction with a laser: Perpendicular propagation

Nasser Sepehri Javan, Asef Kheirandish, Hosein Mohammadzadeh and Afsoon Farhoomand

Department of Physics, Faculty of Science, University of Mohaghegh Ardabili, Ardabil, Iran

Abstract- Study of the dynamics of the interaction of intense electromagnetic fields with metallic nanoparticles is a great interest of some applied nonlinear phenomena in nano-optics and plasmonic. These phenomena include harmonics generation, nano-focusing, self-focusing, nonlinear modes and nano-waveguiding. Using a relativistic modified Drude model, we analytically solve the motion equations of spherical nanoparticles linear chain interacting with a linearly-polarized laser propagating perpendicular to the symmetry axis of the array. Mutual interaction of each particle with two adjacent neighbors has been considered in the dipole-dipole interaction regime. By means of a perturbative approach, the motion equations of the first, second and third harmonics of electromagnetic fields are solved and it is shown that the interparticle separation of particles has a clue role in the nonlinear dynamics.

Keywords: Diople-diople interaction, Drude-model, Laser, Nanoparticles, Nonlinear effects

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

نانو ذرات فلزی به واسطه پذیرفتاری غیرخطی بالایی که در نواحی فرکانسی نزدیک تشدید پلاسمون دارند، همواره مورد توجه فیزیکدان‌های نظری و عملی بوده‌اند [۲-۱]. بررسی نحوه تغییرات میدان‌های نزدیک و دور ناشی از اندرکنش نانوذرات با لیزر دارای اهمیت کاربردی در فیزیک، نانواپتیک، پلاسمونیک و نیز بیوفیزیک است [۵-۳]. در این مقاله دینامیک اندرکنش یک پالس لیزری پرشدت با قطبش خطی با آرایه‌ای خطی و منظم از نانو ذرات فلزی را در نظر می‌گیریم. برای اولین بار به صورت تحلیلی با لحاظ کردن اندرکنش همسایه‌های مجاور، نحوه حرکت غیرخطی ابر الکترونی ذرات با استفاده از حل معادلات دیفرانسیل جفت شده برای اندرکنش‌های مرتبه اول، دوم و سوم حاصل شده است. نشان داده شده است که جفت‌شدگی ذرات سبب جابه‌جایی نواحی تشدیدی فرکانسی در مجموعه شده و فاصله ذرات از هم تأثیر به سزایی در دینامیک مسئله دارد. نتایج حاصله می‌تواند کاربردهای بسیاری در بررسی تحلیلی آثار غیرخطی مانند تولید هماهنگ و یا انتقال انرژی از موج‌برهای نانوذره‌ای با استفاده از میدان نزدیک تشدید پلاسمونی زنجیره داشته باشد.

۲- معادلات اساسی

انتشار امواج الکترومغناطیسی در یک شبکه یک بعدی تناوبی، از نانوذرات یکسان با شعاع r_c و فاصله‌ی d را در نظر می‌گیریم. فرض شده است که یون‌ها تحت اندرکنش با امواج الکترومغناطیسی فرکانس بالا ساکن هستند و تنها ابرالکترونی کروی هرنانوذره به این فرکانس عکس‌العمل نشان می‌دهد. همچنین فرض می‌کنیم که راستای انتشار موج عمود بر راستای چینش خطی ذرات می‌باشد. در حالت تعادل چگالی ابر الکترونی ثابت n_0 است. میدان الکتریکی پرتو لیزری

$$\mathbf{E}_L = \frac{1}{2}\hat{E}e^{i(kx-\omega t)}\hat{\mathbf{e}}_y + c.c., \qquad (۱)$$

است، که $k, \omega, \hat{E}$ به ترتیب عدد موج، فرکانس و دامنه لیزر هستند. از معادله فارادی میدان مغناطیسی لیزر به صورت زیر حاصل می‌شود:

$$\mathbf{B}_L = \frac{k}{2\omega}\hat{E}e^{i(kx-\omega t)}\hat{\mathbf{e}}_z + c.c.. \qquad (۲)$$

معادله‌ی اندرکنش نسبیتی میدان‌های الکترومغناطیسی لیزر با ابر الکترونی n امین ذره به صورت زیر است:

$$\frac{d(\gamma_n \mathbf{v}_n)}{dt} + \Gamma \mathbf{v}_n + \frac{\omega_p^2 \mathbf{r}_n}{3\gamma_n} = -\frac{e}{m}\left[\mathbf{E}(\mathbf{r}_{0n}+\mathbf{r}_n) + \mathbf{v}_n \times \mathbf{B}(\mathbf{r}_{0n}+\mathbf{r}_n)\right] \qquad (۳)$$

که γ_n فاکتور نسبیتی لورنتس، $\mathbf{v}_n$ سرعت، ω_p فرکانس پلاسمایی، $\mathbf{r}_n$ جابجایی ابر الکترونی از حالت تعادل، m جرم الکترون، Γ فاکتور میرایی مربوط به پراکندگی الکترون و e بار الکترون است. حال از روش اختلالی برای حل معادله‌ی حرکت (۳) استفاده می‌کنیم.

۱-۲- معادلات اختلال مرتبه اول

با در نظر گرفتن اندرکنش هر ذره با دو ذره همسایه نزدیک خود ($n\pm1$)، در تقریب اندرکنش دوقطبی-دوقطبی با استفاده از رابطه (۳) معادله حرکت مرتبه اول به شکل زیر حاصل می‌شود:

$$\frac{d^2 y_n^{(1)}}{dt^2} + \Gamma\frac{dy_n^{(1)}}{dt} + \frac{\omega_p^2}{3}y_n^{(1)} = -\frac{e\hat{E}}{2m}(e^{ikx-i\omega t} + c.c.) - \frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 m d^3}(y_{n+1}^{(1)} + y_{n-1}^{(1)}) \qquad (۴)$$

که در آن $Z = 4\pi r_c^3 n_0/3$ تعداد الکترون‌های هر نانوذره می‌باشد. با مختصر آشنایی از ریاضیات گسسته جواب زیر برای معادله بالا پیشنهاد می‌شود:

$$y_n^{(1)} = (b_1 S_1^n + b_2 S_2^n + b_0)e^{i(kx-\omega t)} + c.c. \qquad (۵)$$

ذرات ابتدایی و انتهایی ما در این زنجیره دارای فقط یک همسایه هستند، با استفاده از این شرط مرزی b_1 و b_2 بدست می‌آید که با توجه به فوق العاده طولانی بودن این ضرایب از آوردن آنها صرف نظر می‌شود. ضرایب S_1، S_2 و b_0 از روابط زیر حاصل می‌شوند:

$$S_{1,2} = (1 \pm \sqrt{1-4a_1^2})/2a_1, \quad b_0 = y_0/(1-2a_1) \qquad (۶)$$

که y_0, a_1 به صورت زیر تعریف می شوند:

$$y_0 = \frac{e\hat{E}}{m(\omega^2 + i\omega\Gamma - \omega_p^2/3)}, \quad a_1 = E_d/\hat{E}. \qquad (۷)$$

و $E_d = Zey_0/4\pi\varepsilon_0 d^3$ است.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۲-۲- معادلات اختلال مرتبه دوم

جمله $\mathbf{V}\times\mathbf{B}$ در رابطه (۳) سبب ایجاد نوسانات هماهنگ دوم در راستای انتشار موج می‌شود که در معادله دیفرانسیل زیر صدق می‌کند:

$$\frac{d\mathbf{v}_n^{(2)}}{dt}+\Gamma\mathbf{v}_n^{(2)}+\frac{\omega_p^2}{3}x_n^{(2)}=\frac{-Ze^2}{4\pi m\varepsilon_0 d^3}(x_{n+1}^{(2)}+x_{n-1}^{(2)}) + \frac{ike\hat{E}\tilde{y}_n^{(1)}}{4m}(e^{2i(kx-\omega t)}+c.c.) \quad (۸)$$

با حل معادله بالا خواهیم داشت:

$$x_n^{(2)}=\frac{e^{2i(kx-\omega t)}}{2i}(d_1S_1'^n+d_2S_2'^n + f_1S_1^n+f_2S_2^n+f_3)+c.c. \quad (۹)$$

که از شرایط مرزی می‌توانیم d_1 و d_2 را تعیین کنیم که به واسطه طولانی بودن از آوردن آنها نیز صرف نظر می‌شود. ضرایب f_1 ، f_2 و f_3 برابر هستند با:

$$f_{1,2}=\frac{e\hat{E}kb_{1,2}}{2m(4\omega^2+2i\omega\Gamma-\omega_p^2/3)(1-c_1S_{1,2}-c_1S_{1,2}^{-1})},$$
$$f_3=\frac{e\hat{E}kb_0}{2m(1-2c_1)(4\omega^2+2i\omega\Gamma-\omega_p^2/3)}, \quad (۱۰)$$

$S_{1,2}',c_1$ را هم به صورت زیر تعریف کرده‌ایم:

$$c_1=Ze^2/4\pi\varepsilon_0 md^3(4\omega^2+2i\omega\Gamma-\omega_p^2/3),$$
$$S_{1,2}'=(1\pm\sqrt{1-4c_1^2})/2c_1. \quad (۱۱)$$

۲-۳- معادلات اختلال مرتبه سوم

برای جابه‌جایی مرتبه سوم، از رابطه (۳) خواهیم داشت:

$$\frac{d}{dt}[\mathbf{v}^{(3)}+\gamma^{(2)}\mathbf{v}^{(1)}]+\Gamma\mathbf{v}^{(3)} + \frac{\omega_p^2}{3}[\mathbf{r}^{(3)}+\left(\gamma^{-1}\right)^{(2)}\mathbf{r}^{(1)}]= -\frac{e}{m}[\sum_{j=n\pm1}\mathbf{E}_j^{(3)}-\mathbf{v}^{(2)}\times\mathbf{B}^{(1)}-(\mathbf{r}^{(2)}.\nabla)\mathbf{E}^{(1)}] \quad (۱۲)$$

با حل این معادله به روش ماتریسی، جابه‌جایی مرتبه سوم برای هماهنگ اول و سوم به صورت زیر حاصل می‌شود:

$$\mathbf{X}_\omega=-G^{-1}\mathbf{g} \quad , \quad \mathbf{X}_{3\omega}=-H^{-1}\mathbf{h} \quad (۱۳)$$

G,H ماتریس‌های $N\times N$ سه قطری هستند که عناصر قطر اصلی آن -1 است و عناصر قطر بالا و پایین قطر اصلی برای ماتریس G برابر g_1 و برای ماتریس H برابر h_1 است.

$\mathbf{X}_{3\omega},\mathbf{X}_\omega,\mathbf{g},\mathbf{h}$ ماتریس‌های ستونی $N\times1$ هستند که عناصر $\mathbf{X}_\omega$ عبارتند از $\tilde{x}_{1,\omega}^{(3)},....,\tilde{x}_{N,\omega}^{(3)}$ و برای $\mathbf{X}_{3\omega}$ داریم: $\tilde{x}_{1,3\omega}^{(3)},....,\tilde{x}_{N,3\omega}^{(3)}$.

عناصر ماتریس $\mathbf{g}$ را به صورت $g_{0n}^{(3)}$ تعریف می‌کنیم:

$$g_{0n}^{(3)}=\frac{-\omega^2}{8c^2\omega_1^2}[3\omega^2+\frac{\omega_p^2}{3}]\left|\tilde{y}_n^{(1)}\right|^2\tilde{y}_n^{(1)} + \frac{e\hat{E}k\tilde{x}_n^{(2)}}{2m\omega_1^2}-\frac{kZe^2}{8\pi\varepsilon_0 md^3\omega_1^2}\tilde{x}_n^{(2)}(\tilde{y}_{n+1}^{(1)}+\tilde{y}_{n-1}^{(1)})^* \quad (۱۴)$$

$$g_1=\frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 md^3\omega_1^2},\omega_1^2=\omega^2+i\omega\Gamma-\omega_p^2/3 \quad (۱۵)$$

همچنین برای عناصر ماتریس $\mathbf{h}$ داریم:

$$h_{0n}^{(3)}=\frac{\omega^2}{8c^2\omega_3^2}\left\{3\omega^2+\frac{\omega_p^2}{3}\right\}\left(\tilde{y}_n^{(1)}\right)^3 + \frac{3e\hat{E}k\tilde{x}_n^{(2)}}{2m\omega_3^2}+\frac{Ze^2k\tilde{x}_n^{(2)}}{4\pi\varepsilon_0 md^3\omega_3^2}(\tilde{y}_{n+1}^{(1)}+\tilde{y}_{n-1}^{(1)}) \quad (۱۶)$$

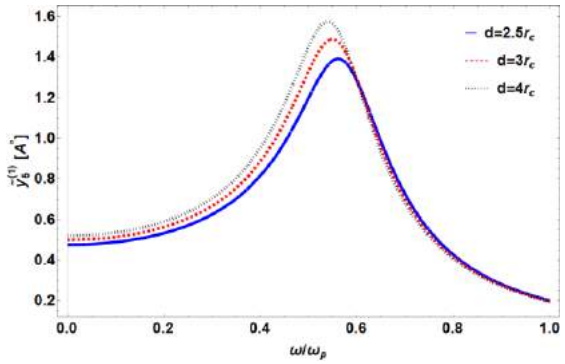
$$h_1=\frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 md^3\omega_3^2},\omega_3^2=9\omega^2+3i\omega\Gamma-\frac{\omega_p^2}{3} \quad (۱۷)$$

۳- بحث عددی

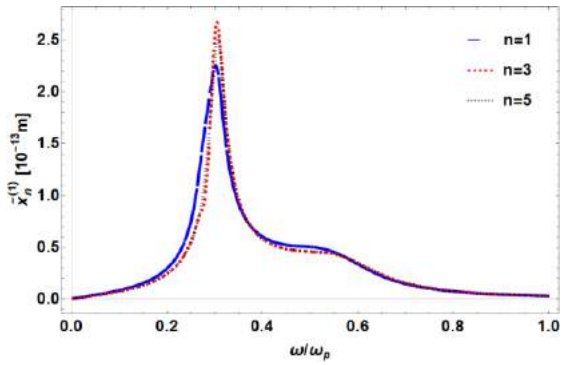
مطالعه عددی برای لیزری با شدت $I=10^{14}W/cm^2$ و زنجیره خطی شامل ۱۰ عدد نانوذره مس با شعاع $r_c=25nm$ انجام گرفته است. در شکل (۱) تغییرات دامنه جابه‌جایی مرتبه اول نسبت به فرکانس بی‌بعد شده با فرکانس پلاسمایی برای ذره پنجم به ازای سه فاصله بین ذره‌ای $d=2.5r_c,3r_c,4r_c$ آورده شده است. ملاحظه می‌شود که بیشینه مقدار جابه‌جایی حول و حوش فرکانس تشدید پلاسمونی ($\omega/\omega_p=0.57$) حاصل می‌شود. با کاهش فاصله ذرات از یکدیگر، اندرکنش ذرات بیشتر شده و سبب کمتر شدن جابه‌جایی ابرالکترونی می‌شود. همچنین با کاهش فاصله ذرات محل فرکانس تشدید پلاسمون به سمت فرکانس‌های بالا جابه‌جا می‌شود و به عبارتی کاهش فاصله ذرات سبب انتقال به آبی (Blue Shift) تشدید پلاسمون می‌شود. مرتبه مقداری جابه‌جایی‌ها از مرتبه آنگستروم می‌باشد. در شکل (۲) نحوه تغییرات دامنه جابجایی ابر الکترونی مرتبه دوم برای ذرات موجود در نقاط مختلف آرایه ، بر حسب فرکانس بی‌بعد شده با فرکانس پلاسمایی با فاصله جدایی $2.5r_c$ است آورده شده است. ملاحظه می‌شود که علاوه بر وجود تشدید در اطراف فرکانس اصلی پلاسمونی $\omega=\omega_p/\sqrt{3}$ ، تشدید دیگری نیز هنگامی‌که هارمونیک دوم

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

در حالت تشدید با نوسانات پلاسمونی $\omega = \omega_p / 2\sqrt{3}$ است وجود دارد. در تمامی موارد، تمامی جابه‌جایی‌ها از مرتبه مقداری ده هزارم نانومتر می‌باشد. با توجه به تقارن موجود جابه‌جایی ذره اول با ذره آخر، ذره دوم با ذره ما قبل آخر و به همین ترتیب هر ذره‌ای با ذره تقارن آیینه‌ایش نسبت به مرکز زنجیره برابر است. ملاحظه می‌شود که نظم و قاعده خاصی در مورد ارتفاع بیشینه جابه‌جایی هر ذره در تشدید پلاسمون با نقطه قرار گیری ذره وجود ندارد.

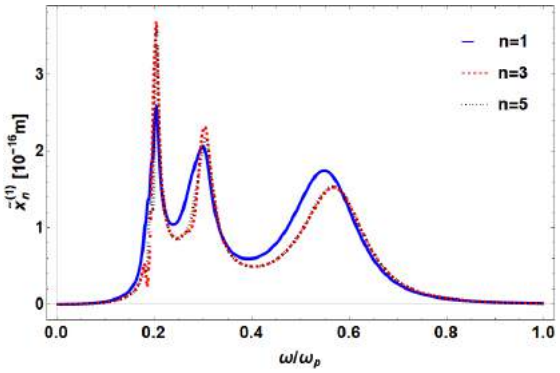


شکل۱: دامنه جابه‌جایی مرتبه اول به ازای $N = 10$, $I = 10^{14} W/cm^2$ و $d = 2.5r_c, 3r_c, 4r_c$.



شکل۲: دامنه جابه‌جایی مرتبه دوم به ازای $N = 10$, $I = 10^{14} W/cm^2$ ، $n = 1,3,5$ و $d = 2.5r_c$.

شکل (۳) نحوه تغییرات دامنه جابجایی ابر الکترونی مرتبه سوم مربوط به هماهنگ سوم برای ذرات در جایگاه‌های مختلف آرایه ، بر حسب فرکانس بی‌بعد شده با فرکانس پلاسمایی برای حالت مشابه قبلی آورده شده‌است. علاوه بر وجود تشدیدهایی که در حالت هارمونیک دوم داشتیم، تشدید بزرگ دیگری نیز هنگامی‌که هارمونیک سوم در حالت تشدید با نوسانات پلاسمونی $\omega = \omega_p / 3\sqrt{3}$ است وجود دارد. همچنین مشاهده می‌شود که این جابه‌جایی‌ها در مقایسه با جابه‌جایی‌های مرتبه اول و دوم کوچک و از مرتبه 10^{-6} می‌باشد. اینجا نیز نظم و قاعده خاصی در مورد ارتفاع قله‌ها و همین طور جابه‌جایی فرکانس تشدید با مرتبه قرارگیری ذرات وجود ندارد.



شکل۳: دامنه جابه‌جایی مرتبه سوم به ازای $N = 10$, $I = 10^{14} W/cm^2$ ، $n = 1,3,5$ و $d = 2.5r_c$.

۴- نتیجه‌گیری

مسئله دینامیک غیرخطی آرایه‌ای خطی از نانوذرات کروی در اندرکنش لیزر بررسی شد. آنالیز عددی برای جابه‌جایی-های غیرخطی تا مرتبه سوم برای یک مجموعه شامل ده ذره مس به شعاع ۲۵ نانومتر انجام گرفت. جابه‌جایی ذرات مختلف در فرکانس‌های مختلف مورد بررسی واقع شد. همچنین رابطه بین نحوه جابه‌جایی قله تشدید پلاسمون با تغییرات فاصله بین ذرات برای جابه‌جایی مرتبه اول بررسی شد. ملاحظه شد که کاهش فاصله ذرات منجر به کاهش دامنه تشدید و نیز انتقال به آبی فرکانس تشدید می‌شود.

مراجع

[1] P. A. Franken, A. E. Hill, C. W. Peters; “Generation of Optical Harmonics”; Phys. Rev. Lett. 7 (1961) 118.

[2] N. H. Burnett, H. A. Baldis,M. C. Richardso , G. D. Enright; “Harmonic generation in CO2 laser target interaction”; App Phys Lett 31 (1977) 172–174.

[3] J. Reintjes; “Third-harmonic conversion of XeC1-laser radiation”; Opt Lett 4 (1979) 242-244.

[4] J. Wildenauer; “Generation of the ninth, eleventh, and fifteenth harmonics of iodine laser radiation”; J Appl Phys 62 (1987) 41.

[5] M. Lippitz, M. A. Dijk, M. Orrit; “Third-Harmonic Generation from Single Gold Nanoparticles”; Nano Lett 5 (2005) 799-802.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

مدل سازی و بررسی پاسخ پروتئین های رودوپسین به تابش نور لیزر با قابلیت کاربرد در کنترل اپتوژنتیکی فوق سریع

زهرا نورائی پور[۱]، محمد اسماعیل زیبائی[۱*]، لیلا درگاهی[۲] و حمید لطیفی[۱]
[۱]پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی، اوین-بلوار دانشجو ،تهران
[۲] مرکز تحقیقات علوم اعصاب، دانشگاه علوم پزشکی شهید بهشتی، تهران

چکیده. اپتوژنتیک تلفیقی از مهندسی ژنتیک و سیستمهای انتقال نور می باشد که می تواند برای فعال سازی و یا مهار یک جمعیت نورونی با دقت فضائی و زمانی بالا بکار رود. چانلروداپسین ها یک گروه از پروتئینهای حساس به نور می باشند که می توانند با دقت میلی ثانیه نورون را تحریک نمایند. چندین خصوصیت این پروتئین، دقت کنترل اپتوژنتیکی را محدود می نماید. بطور مثال خیلی از سلولها عصبی نمی توانند در بازه فرکانسی ۴۰ هرتز فعالیت نمایند. به همین منظور در این مقاله با انتخاب دو گونه از آپسین ها ChRwt و ChETA و با استفاده از مدل ۴ حالته چرخه ی فوتونی و مدل هاجکین-هاکسلی، دینامیک جریان عبوری از این مولکول ها و پاسخ نورون هیپوکمپ میانی تحت پروتکل های تابشی مختلف بررسی شده است. نتایج نشان دادند که عملکرد ChETA و ChRwt در فرکانس های کم تقریبا مشابه است؛ به گونه ای که برای هر پالس یک پتانسیل فعالیت مشاهده می شود. اما به دلیل محدودیت های ChRwt در فرکانس های تابشی بالا Hz (۴۰-۲۰۰)، شامل ایجاد اسپایک های اضافی و حذف اسپایک ها درپروتکل های تابشی طولانی، دیگر آپسین ها مانند ChETA، با دینامیک سریع تر با ایجاد یک اسپایک در هر پالس و پاسخ های پایدار در نورون ها باعث بهبود راندمان آزمایشات اپتوژنتیک میشوند.

کلید واژه-اپتوژنتیک، آپسین، اسپایک، مدل چرخه ی فوتونی، مدل هاجکین و هاکسلی ، فوق سریع

Modeling and study of Rhodopsin proteins responses to laser light irradiance in ultrafast optogenetic control

Zahra Noraepour[1], Mohammad Ismail Zibaii[1], Leila Dargahi[2], Hamid Latifi[1]
[1]Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran
[2]Neuroscience Research Center, Shahid Beheshti University of Medical Sciences, Tehran, Iran

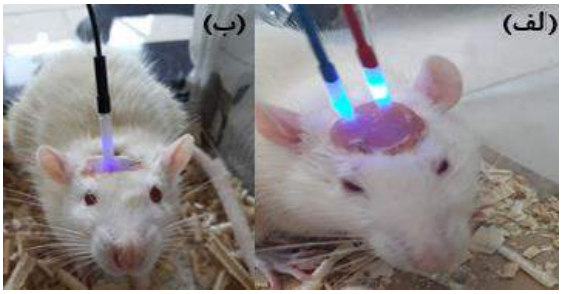
Abstract. Optogenetics is a combination of genetics and light delivery systems that can be used for exciting or silencing subpopulations of neurons, with a high spatiotemporal precision. Channelrhodopsins-2 (ChR2) are a class of light sensitive proteins that can drive spiking with millisecond precision to regulate neural activity.
There are several properties for this protein that have limited the precision of optogenetic control. For example, many cells can not follow ChR2-driven spiking above the gamma (~40 Hz) range in sustained trains. In this paper we simulated photocurrent kinetics of new variants of ChR2 such as ChRwt and ChETA based on Hudgkin-Huxley model in hippocampal pyramidal cell model with various optostimulation protocols. Obtained results show that functionality both of ChRwt and ChETA is the same and with each optical pulse stimulation there is a neural firing spike. But because of limitation in mechanism of ChRwt at high light-pulse frequencies (50-200 Hz), there is extra spikes as well as pike failure in prolonged illumination. Other fast opsins such as ChETA would enhance the efficacy of optogenetics experiments by evoking one action potential per light pulse, in addition to establishing stable spikes in prolonged illuminations.

Keywords: Optogenetic, Opsin, Spike, Photocycle model, Hodgkin and Huxley model, Ultrafast

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

درتکنیک اپتوژنتیک با بیان پروتئین های حساس به نور مانند ChR2، و با استفاده از تکنیک های مهندسی ژنتیک و اپتیک به عنوان ابزاری موثر در بررسی مدارهای عصبی با دقت فضایی و زمانی بالا از طریق برانگیخته و یا مهار نوع خاصی از سلول ها برای مطالعه عملکرد مغز استفاده می شود[۱]. شکل (۱) یک نمونه از موش صحرائی تحت کنترل با تکنیک اپتوژنتیک در آزمایشگاه اپتوژنتیک را نشان می دهد.

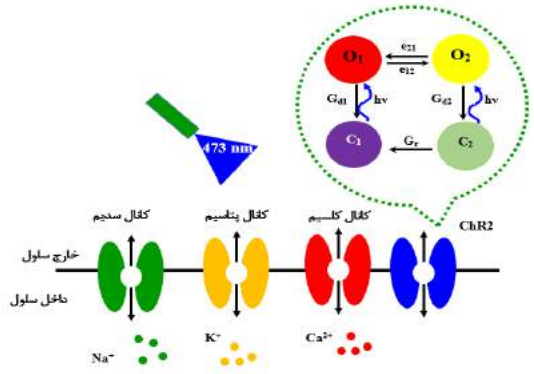


شکل ۱: تصویر یک نمونه از موش صحرائی تحت کنترل با تکنیک اپتوژنتیک در آزمایشگاه را برای تحریک نوری (الف): دو طرفه و (ب): یکطرفه را نشان می دهد.

تا کنون یک گستره ی وسیعی از گونه های جهش یافته از چانلرودوپسین ها مانند ChRwt و ChETA به منظور دستیابی به سطح بیان بالاتر، تحریک و مهار سریع تر نورون ها و رفع اسپایک های اضافی ناشی از کاهش آهسته جریان عبوری پس از خاموش شدن پالس نور مخصوصا در دستورالعمل های تابشی با پالس های کوتاه (2ms)، تولید شدند[۲]. بنابراین ارائه مدل های محاسباتی به منظور بررسی تاثیر القای رسانندگی توسط این آپسین ها در نورون ها از اهمیت ویژه ای برخوردار است. در این مقاله با استفاده از مدل چهار حالته ابتدا دینامیک دو گونه از مولکول های رودوپسین شامل ChRwt, و ChETA, مورد بررسی قرار گرفته است. سپس با استفاده از مدل هاجکین و هاکسلی و مدل چهار حالته چرخه ی فوتونی پاسخ یک نورون هیپوکمپ میانی که مولکول رودوپسین بر روی جسم سلولی است را تحت اثر دستورالعمل های تابشی متفاوت شبیه سازی شده است.

۲- مدل سازی مولکول های ChR2

در مدل چهار حالته مطابق شکل (۲)، دینامیک مولکولهای ChR2 در فرآیند تابش، دارای چهار حالت C_1، C_2، O_1 و O_2 است و توسط رابطه (۱) تعریف میشوند. مولکول های ChR2 درابتدا در حالت بسته C_1 قرار دارند، سپس با تابش نور به حالت باز O_1 و با ادامه تابش به حالت باز O_2 دارای رسانندگی کمتر از O_1، و یا به C_1 گذار می کنند. پس از آن یا دوباره به O_1 و یا C_2 می روند و با خاموش شدن نور، به صورت آهسته به حالت C_1 باز می گردند. اگر $c_1+c_2+o_1+o_2=1$ در هر زمان باشد [۳,۱].



شکل ۲-شماتیک چرخه ی مولکولی رودوپسین ها تحت اثر تابش نور

$$\frac{dO_1}{dt} = SP_1(C_1) - (G_{d1} + e_{12})O_1 + e_{21}O_2$$
$$\frac{dO_2}{dt} = SP_2C_2 + e_{12}O_1 - (G_{d2} + e_{21})O_2 \quad (۱)$$
$$\frac{dC_2}{dt} = G_{d2}o_2 - (SP_2 + G_r)c_2$$

$$\frac{dS}{dt} = \frac{(S_0(\theta(t)) - S)}{\tau_{chr2}}$$
$$S_0(\theta(t)) = 0.5(1 + \tanh(120(\theta(t) - 0.1))) \quad (۲)$$

تابعs به منظور محاسبه دینامیک زمانی تغییرات در ساختار پروتیئن ChR2 در هنگام تابش نور در نظر گرفته شده است. پارامترهای مربوط به رابطه (۱)، $\alpha=(p_1,p_2,G_{d1},G_{d2},e_{12},e_{21},g_1,T_{chr2})$ برای دو نوع مولکول ChR2 با توجه به مراجع [۴-۵] انتخاب شده اند. پروتکل تابش نور لیزر توسط رابطه(۳)، تابع هویساید تعریف می شود[۳]. جریان عبوری از مولکولهای رودوپسین طبق رابطه (۴) برابر است با[۳,۲]:

$$\theta(t) = \sum_i \Theta(t - t_{on})\Theta(t - t_{off}) \quad (۳)$$

$$I_{ChR} = A g_{xr} v(g_{o1}O_1 + g_{o2}O_2) \quad (۴)$$

نورون هیپوکمپ شامل کانال سدیمی، پتاسیمی و کلسیمی برای بررسی رفتار نورون تحت تابش با فرکانس

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

های متفاوت، در نظر گرفته شده است. C_k غشای خازن و برابر با $0.01\ pF/\mu m^2$ می باشد. جریان الکتریکی (I_{DC}) به منظور کنترل تحریک پذیری نورون اعمال می شود[۲]. احتمال باز و بسته بودن هر یک از کانال های یونی، توسط متغییرهای m، h، s، r و n؛ و مطابق روابط (۶-۵) محاسبه می شوند[۳]:

$$c_k \frac{dv_k}{dt} = -I_{ionic,k} + I_{DC} - I_{chr2} \qquad (5)$$

$$\begin{aligned} I_{ion} &= g_{Na} m_k^2 h_k (v_k - v_{Na}) \\ &+ g_{ca} s_k^2 r_k (v_k - v_{ca}) \\ &+ g_{k-Dr} n_k^2 (v_k - v_K) + g_l v_k \end{aligned} \qquad (۶)$$

$$\frac{d\eta_k}{dt} = \alpha_k (1 - \eta_k) - \beta_k \eta_k$$

۳- نتایج

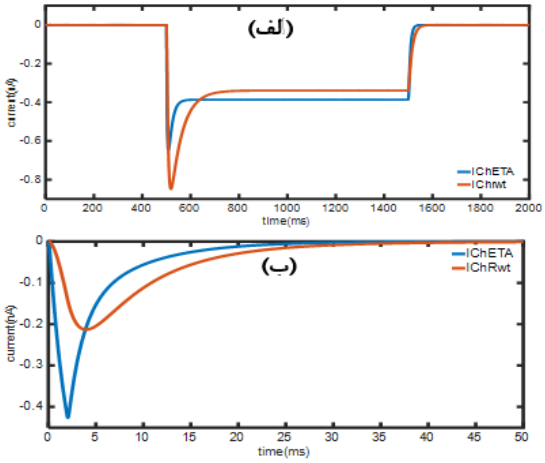
شکل ۳(الف-ب) جریان عبوری از پروتئین های ChR2wt و ChETA در تابش های ۱s و۲ms، شدت ۵۰ mw/mm^2 در طول موج ۴۷۰ nmرا نشان میدهد. جدول۱مجموعه پارامترهای α را برای دو گونه از مولکول های ChR2 نشان می دهد. در تابش ۱s نور لیزر دینامیک القای رسانندگی در مولکول های رودوپسین از سه فاز اصلی تشکیل شده است. با شروع تابش ابتدا جریان در زمان T_{rise} به مقدار ماکزیمم، سپس در بازه ی زمانی T_{in} به مقدار پایا و در زمان T_{off} پس از خاموش شدن نور لیزر صفر میشود. جریان ماکزیمم عبوری از آپسین ها به پارامتر های مختلفی از جمله رسانندگی یک کانال، سطح بیان آپسین ها(تعداد در واحد سطح) و سطح نورون

جدول ۱-پارامترهای مدل ۴حالته برای دو نوع مولکول های رودوپسین

پارامتر	Wild-type	ChETA
G_{d1}	0.084	0.1779
G_{d2}	0.1254	0.2362
e_{12}	0.0297	0.0696
e_{21}	0.0184	0.0268
G_r	0.004	0.004
G_{Chr2}	0.75	0.233
T_{Chr2}	1.3	1.3
ε_1	0.8535	4.6125
ε_2	0.025	2.1969

تحت تابش و شدت نور لیزر بستگی دارد. با مقایسه جریان های عبوری از دو مولکول رودوپسین مشاهده میشود هنگامی که سطح بیان یکسان باشد، مولکول های ChETA به دلیل دارا بودن دینامیک سریع تر، مدت زمان کمتری در حالت باز O_1 میمانند در نتیجه در پالس های طولانی دارای جریان ماکزیمم کمتری نسبت به ChRwt هستند.

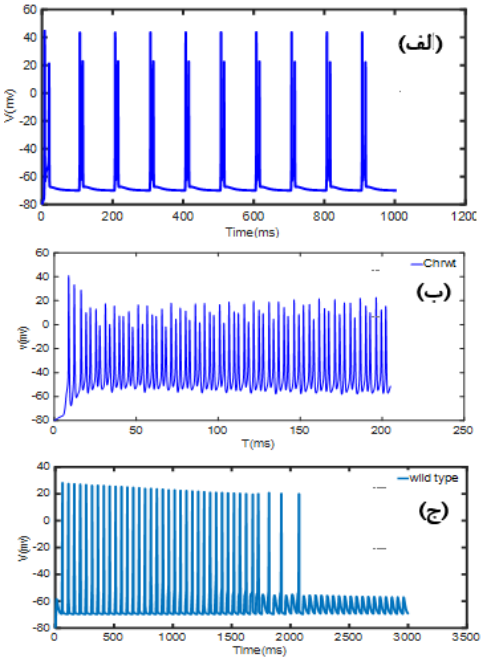
همچنین جریان ChETA با سرعت بیشتری از مقدار ماکزیمم به مقدار پایای خود می رسند به عبارت دیگر با شروع تابش تعداد بیشتری از مولکول ها در مقایسه با ChRwt از حالت O_1 به حالت O_2 گذار می کنند و ChETA در مدت زمان بیشتری در حالت O_2 که دارای رسانندگی کمتری است باقی می مانند. در شکل (۳-ب) در تابش لیزر با پالس کوتاه(۲ms)، آهنگ باز و بسته شدن کانال های ChRwt آهسته است و حتی پس از خاموش شدن نور افزایش جریان ادامه دارد. اما ChETA سریع تر به ماکزیمم جریان، تقریبا در مدت زمان تابش ۲ms و پس از آن با آهنگ سریع تری صفر می شود.



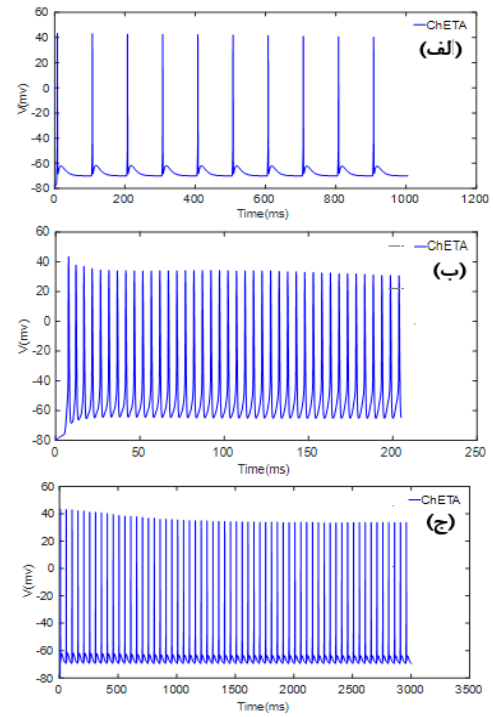
شکل ۳: جریان عبوری از مولکول های Chrwt و ChETA، شدت ۵۰ mw/mm^2(الف) ۷۰۰ms (ب) ۲ ms

شکل های ۳ و ۴ به ترتیب پاسخ نورون دارای مولکول های ChR2wt و ChETA به تابش نور لیزر با طول پالس ۲ms، شدت ۵۰ mw/mm^2 و فرکانس های ۱۰ Hz و ۲۰۰ Hz و با تعداد پالس های مختلف را نشان می دهد. مطابق شکل (۴-الف) نورون های دارای ChRwt دارای اسپایک های اضافه تر در هر پالس هستند. همانطور که در شکل (۴-ب) مشاهده می شود با افزایش فرکانس تابش نور لیزر در محدوده گاما و بالاتر (۵۰-۲۰۰ Hz) نورون دارای پاسخ هایی در این محدوده نخواهد بود.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد



شکل ۴: پاسخ نورون میانی هیپوکمپ دارای مولکول های ChRwt به تابش نور لیزر (الف)۱۰ پالس، فرکانس ۱۰HZ (ب) ۴۰پالس، فرکانس ۲۰۰ Hz (ج) ۶۰پالس، فرکانس ۲۰HZ



شکل ۵: پاسخ نورون میانی هیپوکمپ دارای مولکول های ChETA به تابش نورلیزر(الف)۱۰پالس،فرکانس ۱۰HZ (ب) ۴۰پالس، فرکانس ۲۰۰ Hz (ج) ۶۰پالس، فرکانس ۲۰HZ

در تابش های طولانی با فرکانس بالا، مطابق شکل (۴-ج) دوره عکس العمل اسپایک ها به دلیل طولانی بودن زمان ریکاوی ChRwt از حالت غیرفعال، افزایش می یابد که منجر به کاهش زمان بین اسپایک ها و کاهش پتانسیل غشا و در نهایت از بین رفتن اسپایک ها می شود. انجام آزمایشات اپتوژنتیک در فرکانس های بالا(۴۰-۲۰۰) توسط ChRwt باعث ایجاد اسپایک های اضافه و ناپایداری پاسخ ها مخصوصا در نورونها با اسپایک های سریع و سطح بیان بالای آپسین ها، به دلیل کامل نشدن فرآیند ریپلاریزیشن پتانسیل فعالیت، میشود. این مکانیسم یا توسط اعمال پالس های کوتاه و با شدت بالا و یا بیان آپسین هایی با دینامیک سریع مانند ChETA رفع میشود تا بتواند دقت زمانی را در پالس های تابشی کوتاه (۲ms) نشان دهد. مطابق شکل (۵) بیان ChETA باعث از بین رفتن اسپایک های اضافی و ایجاد یک پتانسیل فعالیت به ازای هر پالس ۲ms میشود. با توجه به شکل (۵-ج) ChETA قادر به ایجاد اسپایک های پایدار و ثابت در تابش با فرکانس ۲۰۰Hz است.

۴- نتیجه گیری

ChRwt به عنوان یک ابزار القاگر رسانندگی در نورون ها، دارای خواص غیر خطی است که دینامیک و دقت پتانسیل فعالیت ایجاد شده در نورون را تحت تاثیر قرار میدهد. دقت زمانی پاسخ های نورون های دارای ChRwt در سطح بیان بالا(تعداد آپسین ها)، فرکانس های بالای تابش نور لیزر بیشتر از ۲۰Hz از بین می رود. در نتیجه تولید آپسین هایی با دینامیک سریع تر امکان دستیابی به پاسخ های پایدار و دارای دقت زمانی بالا را تا فرکانس های گاما و بالاتر را فراهم می آورند. جریان در ChETA(E123T)، دارای گذار سریع تر از ماکزیمم به حالت پایا است و همچنین نورون ها دارای پاسخ هایی پایا و با دقت زمانی بالا در فرکانس های کمتر از ۲۰۰Hz می باشند.

مراجع

[1] Nikolic, Konstantin, et al. "Photocycles of Channelrhodopsin-2." *Photochemistry and photobiology* vol.85, no.1, pp. 400-411, 2009.

[2] Yizhar, Ofer, et al. "Optogenetics in neural systems." *Neuron* , vol.71, no.1, pp. 9-34, 2011.

[3] S. S. Talathi, P. R. Carney, P. P. Khargonekar, "Control of neural synchrony using channelrhodopsin-2: a computational study", J. Comput. Neuroscie, vol. 31, no. 1, pp. 87-103, 2011.

[4] Berndt, André, et al. "High-efficiency channelrhodopsins for fast neuronal stimulation at low light levels." *Proceedings of the National Academy of Sciences* , vol.108, no.18, pp. 7595-7600, 2011.

[5] Gunaydin, Lisa A., et al. "Ultrafast optogenetic control." *Nature neuroscience* , vol.13, no.3, pp. 387-392, 2010.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

همزمان سنجی میدان مغناطیسی و دما به وسیله حسگر تار نوری دوشکستی دار باریک شده احاطه شده با نانو سیال مغناطیسی در آینه حلقوی تار نوری

اعظم لایقی و حمید لطیفی

پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی

چکیده– در این مقاله حسگر اندازه گیرنده همزمان میدان مغناطیسی و دما پیشنهاد شده و به طور تجربی تست شده است. این حسگر تار نوری دوشکستی دار احاطه شده با نانو ذرات مغناطیسی در داخل آینه حلقوی تار نوری است. طول موج دره ها در پاسخ طیفی ساختار ارائه شده تحت تاثیر میدان مغناطیسی اعمالی و دما قرار می گیرد. با بهره گیری از روش ماتریس دو مشخصه ای امکان اندازه گیری میدان مغناطیسی و دما به طور همزمان فراهم می شود. رابطه خطی بین تغییر جابه جایی طول موجی و تغییر میدان مغناطیسی/ دما در محدوده معینی از میدان مغناطیسی و دما انجام شده است که برای کاربردهای حسگری مطلوب هستند.

کلید واژه- حسگر میدان مغناطیسی تار نوری، آینه حلقوی تار نوری ، تار نوری باریک شده بی دررو، نانو سیال مغناطیسی.

Simultaneous measurement of magnetic field and temperature based on magnetic fluid –clad nonadiabatic tapered Hi-Bi fiber in fiber loop mirror

Azam Layeghi and Hamid Latifi

Laser and Plasma Institute, Shahid Beheshti University.

Abstract- A simultaneous measuring sensor of magnetic field and temperature is proposed and experimented by the surrounded magnetic fluid as a cladding of non-adiabatic tapered Hi-Bi fiber optic in fiber loop mirror. The wavelength of the spectral resonance dips of the proposed structure is influenced by applied magnetic field and temperature. A two-parameter matrix method is proposed and utilized to measure the magnetic field and temperature simultaneously. The linear relationship between the corresponding wavelength shift variation and magnetic field/temperature change is obtained at certain ranges of magnetic field and temperature, which is favorable for sensing applications.

Keywords: Magnetic fiber sensor, fiber loop mirror, non-adiabatic tapered fiber, Nano-magnetic fluid.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

چیدمان آینه حلقوی تار نوری (*FLM*[۱]) وسیله مورد علاقه ای است که در کاربردهای حسگری مورد استفاده قرار می گیرد. در FLM نور در دو جهت متفاوت با استفاده از جفت کننده dB ۳ تار نوری انتشار می یابد و تمام نور به درگاه ورودی بر می گردد. قرار دادن تار نوری دوشکستی دار در *FLM* دارای چندین مزیت از قبیل عدم وابستگی به قطبش نور ورودی و نسبت خاموشی بالا[۲]است.

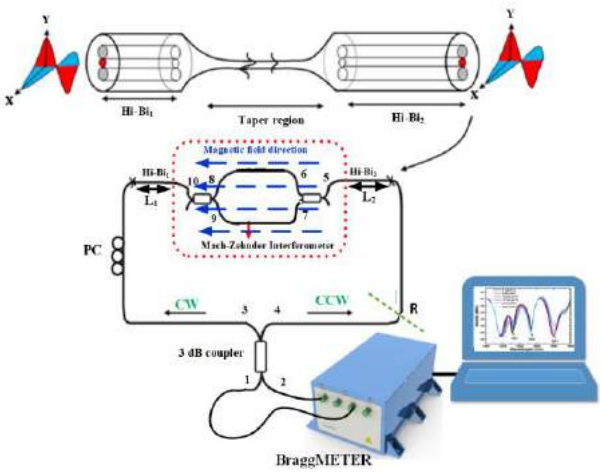
مواد سیال مغناطیسی (NMF[۳]) با داشتن نانو ذرات مغناطیسی (با ابعاد *nm* ۵-۱۰) خواص مگنتو اپتیکی فراوانی از قبیل تغییر ضریب شکست، دو شکستی تنظیم پذیر و غیره دارند. وسایل فوتونیکی فراوانی به ویژه حسگرهای نوری بر پایه سیال مغناطیسی ساخته شده اند [1].

حسگری که بتواند چندین پارامتر را اندازه گیری نماید بسیار مورد علاقه است. اصولا حسگرهای اندازه گیرنده میدان مغناطیسی و دمای ساخته شده از ترکیب دو حسگر بهره برده اند [2] و یا از تار نوری بلور فوتونی استفاده نموده اند [3]. در کار قبلی گروه ما نشان داده شد که با تار نوری باریک شده بی دررو ساخته شده از تار نوری دوشکستی دار در داخل *FLM* حساسیت حسگر افزایش می یابد[4]. در این کار به علت تاثیر پذیری دمایی مواد سیال مغناطیسی و همچنین علاقه مندی به انداره گیری همزمان دما از حسگر تارنوری باریک شده دوشکستی دار احاطه شده با مواد سیال مغناطیسی در داخل FLM استفاده شده است تا به طور همزمان دما و میدان مغناطیسی اندازه گیری شود.

۲- فیزیک و اصول کار حسگر

با باریک کردن تار نوری دوشکستی دار، محیط پیرامون تار نوری همانند غلاف تار نوری باریک شده عمل می کند و موجب انتشار چندین مد می شود. تار نوری باریک شده دوشکستی دار *PANDA* توزیع میدان الکتریکی نامتقارنی را به خاطر ساختارش بر می انگیزد. در ناحیه پایین باریک شدگی تار نوری جفت شدگی انرژی بین مد اصلی مغزی تار نوری کشیده نشده و مد اصلی غلاف و مدهای مرتبه بالاتر غلاف صورت می پذیرد. هر مد بخش غالبی از میدان الکتریکی در داخل مغزی دارد و مابقی اش در خارج مغزی است. میرایی نمایی نور از مرز مغزی-غلاف به صورت میدان میراشونده اتفاق می افتد. پس از آنکه مدها از ناحیه کمره یکنواخت مرکزی انتشار یافتند، آنها فازهای نوری متفاوتی بدست می آورند. اختلاف فازی بین مدها به ضریب شکست تار نوری و هم محیط پیرامون وابسته است. سپس دوباره آنها در ناحیه گذار رو به بالای تار نوری باریک شده به داخل مغزی باز می گردند. مدها تداخل می یابند و طیف عبوری به صورت تابع نوسانی از طول موج تغییر می کند. بنابر این یک تار نوری باریک شده همانند تداخل سنج ماخ زندر عمل می کند.

به منظور بررسی طیف تداخلی تار نوری باریک شده در FLM، خصوصیات عبوری تداخل سنج FLM به صورت نظری مطابق با دیاگرام شماتیکی چیدمان تجربی شکل (۱) بدست آورده شده است. چیدمان شامل یک جفت کننده تار نوریی *dB* ۳ و تار نوری باریک شده دوشکستی داری است که بین دو قطعه تار نوری دوشکستی دار در FLM ساندویچ شده است. همانگونه که در شکل (۱) مشاهده می شود چیدمان شامل یک تحلیل گر طیف نوری و نور از چشمه نور وارد یک درگاه جفت کننده نوری می شود و به باریکه نور تقسیم می شود. مطابق چیدمان یکی از پرتوهای نور در جهت ساعتگرد و دیگری



شکل ۱: چیدمان تجربی آزمایش اندازه گیری میدان مغناطیسی و دما با تار نوری باریک شده دوشکستی دار و NMF در داخل FLM.

[۱] Fiber loop mirror
[۲] High extinction ratio
[۳] Nano-Magnetic Fluid

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

کننده نوری به هم می رسند و تداخل می نمایند. می در جهت پادساعتگرد منتشر می شوند و دوباره در جفت توان با آنالیز ماتریس جونز ماتریس طیف عبوری را به صورت زیر بدست آورد.

$$E_{out} = (\{[K_{4,2}][R][J_{HB2}]([K_{10,8}][J_1][K_{5,6}]+[K_{10,9}][J_2][K_{5,7}])[J_{HB1}][J_{PC}][K_{1,3}]\}+ \{[K_{3,2}][J_{PC}][J_{HB1}]([K_{5,6}][J_1][K_{10,8}]+[K_{5,7}][J_2][K_{10,9}])[J_{HB2}][R][K_{1,4}]\})E_{in} \quad (۱)$$

ماتریس های $[J_1]$ ، $[J_2]$ و ϕ به صورت زیر تعریف و ماتریس های دیگر به وسیله روابط ۳ و ۴ داده می شوند:

$$[J_1]=\begin{bmatrix}1 & 0\\ 0 & 1\end{bmatrix}e^{i\varphi},[J_2]=\begin{bmatrix}1 & 0\\ 0 & 1\end{bmatrix},\phi=\frac{2\pi nL}{\lambda} \quad (۲)$$

$$[K_I]=[K_{1,3}]=[K_{10,8}]=[K_{5,6}]=[K_{4,2}]=\begin{bmatrix}\sqrt{1-c} & 0\\ 0 & \sqrt{1-c}\end{bmatrix} \quad (۳)$$

$$[K_C]=[K_{1,4}]=[K_{5,7}]=[K_{10,9}]=[K_{3,2}]=\begin{bmatrix}j\sqrt{c} & 0\\ 0 & j\sqrt{c}\end{bmatrix} \quad (۴)$$

$$[J_{PC}]=\begin{bmatrix}\cos\theta & -\sin\theta\\ \sin\theta & \cos\theta\end{bmatrix}\begin{bmatrix}e^{i\Gamma/2} & 0\\ 0 & e^{-i\Gamma/2}\end{bmatrix}\begin{bmatrix}\cos\theta & \sin\theta\\ -\sin\theta & \cos\theta\end{bmatrix} \quad (۵)$$

$$[J_{HBi}]=\begin{bmatrix}e^{i\varphi_i/2} & 0\\ 0 & e^{-i\varphi_i/2}\end{bmatrix},[R]=\begin{bmatrix}1 & 0\\ 0 & -1\end{bmatrix} \quad (۶)$$

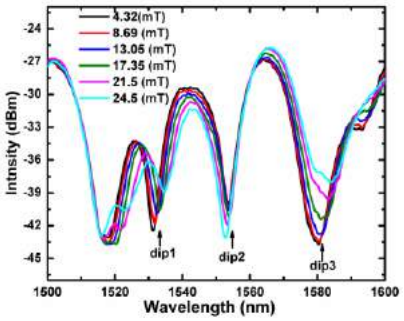
$[J_1]$ و $[J_2]$ به ترتیب ماتریس های بازوی حسگری و مرجع حسگر و $[K_I]$ و $[K_C]$ به ترتیب ماتریس های جفت شدگی برخط و عرضی جفت کننده dB ۳ هستند. c نسبت شکافتگی در جفت شونده است که در اینجا ۰/۵ فرض شده است. $[J_{PC}]$، $[J_{HBi}]$ (i=1,2)و $[R]$ که به ترتیب ماتریس های جونز کنترل گر قطبش، فیبر دو شکستی دار، آینه است.Γ تاخیر ساز و θ زاویه چرخش تیغه های موج کنترل گر قطبش نسبت به دستگاه مختصات آزمایشگاه است [۴]. طیف عبوری حسگر به وسیله ماتریس های جونز به صورت زیر بدست می آید:

$$T=2c^2(1-\cos\varphi)\times 4c^2\times\sin^2(\frac{\Gamma}{2})\sin^2(2\theta)\times\cos^2(\frac{\pi B(L_1+L_2)}{\lambda}) \quad (۷)$$

چهار عبارت معادله (۷) به ترتیب نشان دهنده تداخل ماخ زندر و جفت کننده هایش، جفت کننده های مستقیم ساگناک، کنترلگر قطبش و تار نوری دوشکستی دار هستند.

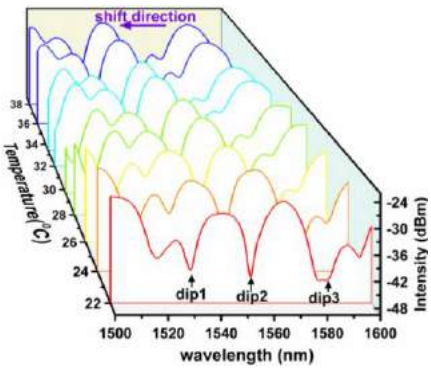
۳- آزمایش و نتایج تجربی

حسگر تار نوری باریک شده دوشکستی دار به وسیله لیزر CO_2 ساخته شده است. قطر و طول این حسگر به ترتیب حدود μm ۷ و cm ۰/۶ است. همچنین طول های تار نوری دو شکستی دار (L_1 و L_2) تقریبا cm ۱۰ و cm ۱۱/۴ است. برای اندازه گیری حساسیت حسگر ناحیه باریک شده با NMF پوشانده می شود و در FLM و در بین میدان مغناطیسی ناشی از حلقه های هلمهولتز قرار داده شده است. پاسخ طیفی حسگر نسبت به تغییرات میدان مغناطیسی در شکل (۳) نشان داده شده است. جابه جایی طول موجی nm ۳/۸ به ازاء تغییر میدان مغناطیسی در محدوده mT ۰- ۲۴ به وجود می آید.



شکل ۳: طیف عبوری حسگر تحت میدان های مغناطیسی متفاوت در محدوده mT ۰-۲۴ .

وابستگی دمایی حسگر از دمای اتاق (۲۲ ℃) تا ۵۰ ℃ بررسی شده است در حالیکه میدان مغناطیسی اعمالی صفر است. طیف عبوری حسگر در شکل (۴) نشان داده شده است. به علت ضریب دما نوری منفی MF، با افزایش دما طیف عبوری حسگر به سمت طول موج های کوچکتر جابه جا می شود. همچنین تار نوری دوشکستی

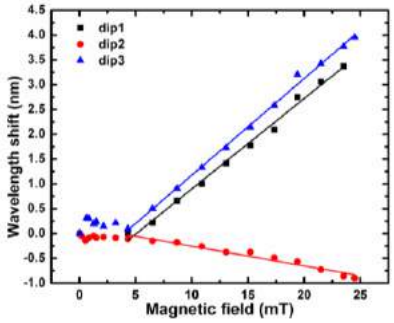


شکل ۴: طیف عبوری حسگر تحت دماهای متفاوت در محدوده ℃ ۳۸-۲۲.

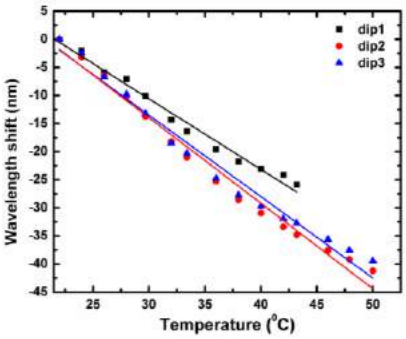
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

دار *PANDA* با افزایش دما حساسیت دمایی منفی نشان می دهد.

در شکل (۵) جابه جایی طول موجی طیف عبوری در دره های (۱)، (۲) و (۳) شکل (۳) به ازاء تغییرات میدان مغناطیسی نشان داده شده است. در حالیکه دما حدود ℃ ۲۲ ثابت نگه داشته شده است. شکل (۶) جابه جایی طول موجی ناشی از تغییرات دمایی این دره ها را نشان می دهد در حالیکه میدان مغناطیسی اعمال نشده است. با تغییر میدان مغناطیسی دره (۱) و (۳) با داشتن جابه جایی به سمت طول موج های بزرگتر نسبت به دره (۲) با جابه جایی بیشتری دارند. این در حالی است که دره (۲) با افزایش میدان مغناطیسی به سمت طول موج های کمتر جابه جا شده است. حسگر در محدوده mT ۴ تا ۲۴ دارای رفتاری خطی با حساسیت pm/mT ۱۸۲، -۳۹/۸ و ۱۹۵ و دارای حساسیت دمایی در محدوده ℃ ۲۲ تا ℃ ۵۰ برابر $nm/℃$ ۱/۲۶-، $nm/℃$ ۱/۵- و $nm/℃$ ۱/۴- به سمت طول موج های کمتر به ترتیب برای دره های (۱)، (۲) و (۳) است.



شکل ۵: جابه جایی طول موجی حسگر تار نوری در مقابل میدان های مغناطیسی متفاوت برای دره های ۱، ۲و ۳.



شکل ۶: جابه جایی طول موجی حسگر تار نوری باریک شده در برابر دماهای متفاوت برای دره های ۱، ۲ و ۳.

دره های مختلف جابه جایی طول موجی متفاوتی نشان می دهند. اختلاف حساسیت دو دره (۱) و (۲) بیشتر است. ماتریس مشخصه $M_{H,T}$ به ازاء تغییرات میدان مغناطیسی و دما عملکرد حسگری این حسگر را برای دره های (۱) و (۲) می توان به صورت رابطه (۶) نمایش داد:

$$\begin{bmatrix}\delta\lambda_1\\ \delta\lambda_2\end{bmatrix}=M_{H,T}\begin{bmatrix}\Delta H\\ \Delta T\end{bmatrix}=\begin{bmatrix}0.182 & -1.26\\ -0.0398 & -1.5\end{bmatrix}\begin{bmatrix}\Delta H\\ \Delta T\end{bmatrix} \qquad (۶)$$

بنابراین با بررسی همزمان دو دره (۱) و (۲) دو کمیت اندازه گیری شونده میدان مغناطیسی و دما را می توان به طور همزمان بدست آورد. با استفاده از محاسبه انحراف معیار داده ها، سیستم تغییرات طول موجی pm ۲± را می تواند تفکیک کند. بنابراین حد آشکارسازی حسگر نسبت به تغییرات میدان مغناطیسی در محدوده mT ۲۴-۴و برابر μT ۲۵/۶ است.

۴- نتیجه‌گیری

یک ساختار تار نوری باریک شده دوشکستی دار احاطه شده با نانو مواد مغناطیسی با غلظت کم ۰/۱ ٪ برای اندازه گیری همزمان میدان مغناطیسی و دما طراحی شده است و خصوصیت حس کنندگی میدان مغناطیسی و دمایی ساختار به طور تجربی آزمایش شده است. بیشینه حساسیت میدان مغناطیسی و دمایی این حسگر به ترتیب برابر pm/mT ۱۹۵ و $nm/℃$ ۱/۵- بدست آمده است. با استفاده از ماتریس دو پارامتری ارائه شده می توان میدان مغناطیسی و دمای محیط را به طور همزمان اندازه گیری نمود.

مراجع

[1] A. Layeghi, H. Latifi, and O. Frazão, "Magnetic field sensor based on nonadiabatic tapered optical fiber with magnetic fluid," *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 26, no. 19, pp. 1904–1907, 2014.

[2] J. Xia, F. Wang, H. Luo, Q. Wang, and S. Xiong, "A Magnetic Field Sensor Based on a Magnetic Fluid-Filled FP-FBG Structure," *Sensors*, vol. 16, no. 5, p. 620, 2016.

[3] H. Liu, C. Tan, C. Zhu, Y. Wang, Y. Gao, H. Ma, and D. Cheng, "Simultaneous measurement of temperature and magnetic field based on directional resonance coupling in photonic crystal fiber," *Opt. Commun.*, vol. 391, pp. 111–115, 2017.

[4] A. Layeghi and H. Latifi, "Enhancement of the sensitivity of ferrofluidic magneto-optical fiber sensor by non-adiabatic tapered Hi-Bi fiber in fiber loop mirror," in *SPIE*, 2017, vol. 10323, pp. 1–4.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

عملکرد یک نانوحس‌گر در ساختار تلفیقی بلور فوتونی- میکرودیسک

رقیه حمیدی، احمدرضا دارائی، عاطفه محسنی‌فرد

زاهدان: دانشگاه سیستان و بلوچستان، دانشکده علوم، گروه فیزیک، کد پستی ۶۷۴- ۹۸۱۳۵

چکیده - یکی از ویژگی‌های بلورهای فوتونی، محبوس‌سازی مدهای نوری در حجم مدی کوچک و با فاکتور کیفیت بسیار زیاد است. از جمله ساختار هندسی این بلورها، میکرودیسک بوده که مدهای محبوس در آن تحت نام ویسپرینگ گالری شناخته شده و در نزدیکی جداره داخلی دیواره دیسک تمرکز می‌یابند. در این مقاله، به ارائه ساختار تلفیقی یک میکرودیسک با یک آرایه دایروی از حفره‌های هوا مکعبی که در نزدیکی پیرامون آن تعبیه شده و تشکیل یک بلور فوتونی حلقوی را برای کنترل بیشتر مدها می‌دهد ، پرداخته می‌شود. این حفره‌های هوای مکعبی توسط شیارهایی با عمقی برابر با کسری از ضخامت دیسک به هم مرتبط شده‌اند برای کاربرد یک نانوحس‌گر، طراحی و مهندسی می‌شوند. نتایج شبیه‌سازی با روش المان محدود نشان می‌دهد که حجم مدی به اندازه $0.077(\lambda/n)^3$ در ناحیه یک شیار مرکزی، قابل حصول است. ویژگی حس‌گری برای هندسه‌های مختلف دیسک، آرایه بلور فوتونی و ابعاد شیارهای متصله مورد آنالیز قرار گرفته و حساسیت قابل قبولی برابر با (نانومتر بر واحد ضریب شکست) *100 nm/RIU* ، قابل دسترسی است.

کلید واژه- بلور فوتونی، نانوحس‌گر، نانوساختار، میکرودیسک.

Operation of a Nano-Sensor in the Joined Photonic Crystal-Microdisk Structure

S. Roghaye Hamidi, Ahmadreza Daraei, Atefeh Mohsenifard

Dept. of Physics, Faculty of Science, University of Sistan and Baluchestan, P. O. Box: 98135-674, Zahedan

Abstract- One of the characteristics of the photonic crystals is the confinement of light in a small modal volume with high quality factor. The microdisk geometry is one the photonic crystal structures that confine modes are known as the whispering gallery modes which are located near the marginal volume of the disk. In this paper, we present a combined microdisk system with a single circular array of cubical air-holes near its periphery to form an embedded circular photonic crystal and to provide a better control of the modes. These cubical air-holes are connected with grooves to a depth equal to a fraction of the thickness of the microdisk, designed and engineered for application of a nano-sensor. The finite element simulation results show that the modal volume can be as large as $0.077(\lambda/n)^3$ in a region of a central groove. Sensor characteristics are analyzed for various disk geometries, photonic crystal arrays, and dimensions of the connecting slots. Acceptable sensitivities equal to 100 nm/RIU (refractive index unit) are accessible.

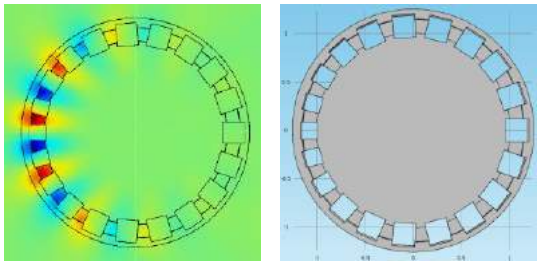
Keywords: Photonic Crystal, Nano-Sensor, Nano-Structure, Microdisk.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

بلورهای فوتونی به خاطر ویژگی‌های نوری و کاربردهایی که دارند بالاخص در دهه گذشته بسیار مورد توجه قرار گرفته‌اند[۱-۳]. یکی از ویژگی‌های بلورهای فوتونی، محبوس‌سازی مدهای نوری در حجم مدی کوچک و داشتن فاکتور کیفیت بالای مدها است[۴-۶]. این ویژگی‌ها باعث کارآیی بهتر ادواتی شده که برای کاربردهای خاص خود، به محبوس کردن نور در حجم کوچک نیاز دارند. از جمله این ادوات، حس‌گرهای نوری است که دارای گستره مصارف بسیاری از جمله حس‌گرهای شیمیایی و زیستی هستند[۷-۱۰]. ساختارهای مورد مصرف برای این منظور، دارای فیزیک و هندسه متنوعی هستند. در این‌جا حس‌گرهای بر مبنای کاواک نوری که بر پایه تغییر ضریب شکست کار می‌کنند، به خاطر داشتن حساسیت بالا، مورد توجه است[۷].

در این مقاله، به ارائه ساختار کاواک نوری پرداخته شده که تلفیقی از یک مشدد میکرودیسک با یک آرایه از حفره‌های هوای مکعبی در یک مسیر دایروی است. این آرایه در نزدیکی پیرامون میکرودیسک طراحی و اچینگ شده و بنابراین تشکیل یک بلور فوتونی تک‌آرایه حلقوی را می‌دهد. این حفره‌های هوای مکعبی به توسط شیارهایی با عمقی برابر با کسری از ضخامت دیسک به هم مرتبط شده‌اند، و برای کاربرد به‌عنوان یک نانوحس‌گر، طراحی و مهندسی می‌شوند. در شکل ۱، طرحواره‌ای از یک نمونه طراحی‌شده و مد ویسپرینگ گالری (whispering gallery mode) شبیه‌سازی‌شده در این مقاله، دیده می‌شود.



(ب) (الف)

شکل ۱: الف) یک طرحواره از تلفیق مشدد دیسک-بلور فوتونی بعلاوه شیارهای متصل‌کننده، برای کنترل و تمرکز بهتر مدهای ویسپرینگ گالری، نشان داده شده در (ب).

به این ترتیب همان‌طوری که در شکل ۱ (ب) دیده می‌شود، با این‌گونه تلفیق مشدد دیسک-بلور فوتونی بعلاوه شیارهای متصل‌کننده، کنترل و تمرکز مدها بهتر صورت می‌پذیرد، که در بخش‌های بعدی با جزئیات بیشتر به سازوکار آن و نتایج مستخرج از آن پرداخته می‌شود.

۲- ساختار نمونه مورد بررسی

ساختار پایه نمونه مورد شبیه‌سازی در این مقاله، در مرحله اول یک ساختار هندسی به فرم یک میکرودیسک ساده، بوده است. مدهای محبوس در آن تحت نام ویسپرینگ گالری شناخته شده و در نزدیکی جداره داخلی دیواره دیسک تمرکز می‌یابند. میکرودیسک با جداره‌های با هندسه‌های مختلف می‌توانند در کنترل تمرکز مدی نقش داشته باشند. بعلاوه، تمرکز مدهای مورد بحث می‌تواند در ناحیه‌ای از فضای دیسک به صورت موج‌های میراشونده جهت استفاده به‌عنوان حس‌گرهای زیستی، مورد بهره‌برداری قرار گیرند[۷]. برای این منظور، با حفر (اچینگ) یک شیار در مسیر تشکیل این مدها، این ناحیه از امواج الکترومغناطیسی متمرکز انباشته می‌گردند. بهینه‌سازی به توسط تغییر مکان شعاعی شیار و پهنا و عمق آن صورت می‌پذیرد.

حال در این مقاله، این ساختار پایه مشدد نوری، با به‌کارگیری یک آرایه از حفره‌های هوای مکعبی در یک مسیر دایروی، که به صورت تلفیقی از یک مشدد میکرودیسک با تک‌آرایه بلور فوتونی حلقوی ظاهر می‌شود، بهبود داده شده است. این آرایه حفره‌های هوای مکعبی در نزدیکی پیرامون میکرودیسک طوری طراحی و اچینگ شده که به توسط شیارهایی با عمقی برابر با کسری از ضخامت دیسک به هم مرتبط شده‌اند. به این ترتیب، با بهره‌مندی از این آرایش هندسی، تمرکز مدی بسیار بهتر با حجم مدی V_m بسیار کوچک حاصل می‌گردد. در این مبحث، حجم مدی V_m به توسط رابطه زیر تعریف می‌گردد[۶]:

$$V_m \equiv \left(\int_V \varepsilon(\vec{r}) \left| \vec{E}(\vec{r}) \right|^2 d^3\vec{r} \right) \Big/ \max\left(\varepsilon(\vec{r}) \left| \vec{E}(\vec{r}) \right|^2 \right) \quad (۱)$$

که در آن، $\varepsilon(\vec{r})$ ثابت دی‌الکتریک و $\vec{E}(\vec{r})$ میدان الکتریکی مد است.

۳- شبیه‌سازی و آنالیز داده‌ها

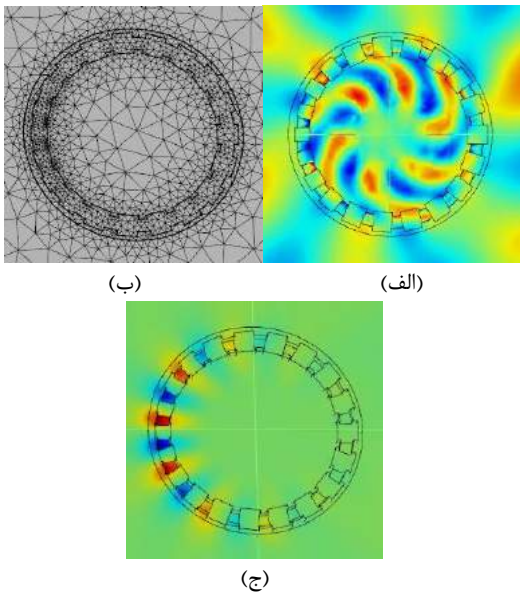
برای شبیه‌سازی در این مقاله، ابتدا به بهینه‌سازی مدهای

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

ویسپرینگ گالری محبوس‌شده در ساختار پایه نمونه میکرودیسک ساده، پرداخته شده است. مدها به ناحیه حدود پنجره سوم مخابراتی (۱۵۵۰ nm) تنظیم طیفی شدند. در اینجا، از مد عرضی الکترومغناطیسی که با علامت $TE_{p,m}$ مشخص شده (p عدد مرتبه شعاعی و m عدد مرتبه سمتی)، برای مد مرتبه اول شعاعی (p=۱) و مرتبه بالاتر سمتی (m=۱۰و۱۱)، استفاده گردیده است. تغییرات طول موج این مد برای شعاع‌های مختلف میکرودیسک، مورد بررسی قرار گرفته و بهینه شد.

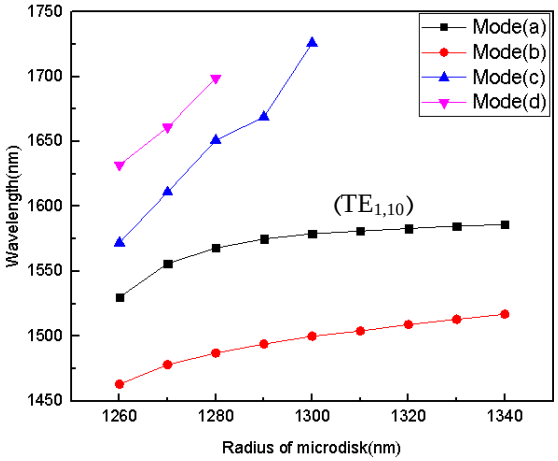
در ادامه، یک آرایه از حفره‌های-هوای مکعبی در مسیر دایروی در نزدیکی پیرامون دیسک در مسیر تشکیل مدهای ویسپرینگ گالری، در نظر گرفته شد. بنابراین با این ترکیب، که متشکل از تلفیق یک بلور فوتونی حلقوی در نزدیکی جداره میکرودیسک با خود مشدد میکرودیسک میزبان است، مدهای تشدیدی جایگزیده‌تر شدند. سپس، این حفره‌های-هوای مکعبی به توسط شیارهایی با عمقی برابر با کسری از ضخامت دیسک به هم مرتبط شدند تا امواج میرایی که در ناحیه شیار مرکزی بیشتر تمرکز یافته‌اند، برای منظور نانوحس‌گری مورد بهره‌برداری قرار گیرند. شکل ۲ ب، یک نمونه مش‌بندی مورد استفاده در شبیه‌سازی با روش المان محدود (Finite element method - FEM) را نشان می‌دهد. در شکل ۲ ب، یک نمونه الگوی توزیع مدی (پروفیل سطحی مد) به نمایش گذاشته شده است که معرف پراکندگی زیاد و عدم دستیابی به مد محبوس ناحیه‌ای است. در حالی‌که بعد از بهینه‌سازی ناحیه مطلوب با شدت موج الکترومغناطیسی ماکزیمم، مطابق شکل ۲ ج، بدست آمده است.

این ناحیه با شدت ماکزیمم، برای منظور حس‌گری مواد بیولوژیکی و شیمیایی می‌تواند، ویژگی‌شناسی (characterize) گردد. بدین ترتیب باید ناحیه شیار بین حفره‌های-هوای مکعبی در مسیر دایروی جداره داخلی میکرودیسک را بهینه‌سازی نمود. وقتی یک نمونه از این‌گونه مواد در این ناحیه قرار می‌گیرد، باعث تغییر در ضریب شکست این ناحیه از ساختار می‌گردد و در نتیجه طول موج مد تنظیمی مقداری جابه‌جا می‌گردد. این جابه‌جایی طول موج به ازای تغییر در ضریب شکست را می‌توان با رابطه $S\equiv\Delta\lambda/\Delta n$ برای حس‌گری (S) با واحد نانومتر بر تغییر واحد ضریب شکست (nm/RIU) معرفی نمود.



شکل ۲: الف) یک نمونه مش‌بندی برای بدست آوردن ب) و ج) الگوی توزیع مدی؛ در (ب) پراکندگی چشمگیر بوده در حالی‌که در (ج) تمرکز مدی در ناحیه شیار بین حفره‌های-هوای مکعبی در یک مسیر دایروی، مشهود است.

همان‌طوری که ذکر شد، قبل از این مراحل باید طول موج مدهای بهینه مطلوب تعیین شوند. برای این منظور، تغییرات طول موج مدهای مورد نظر با تغییرات شعاع میکرودیسک در شکل ۳ نشان داده شده است.



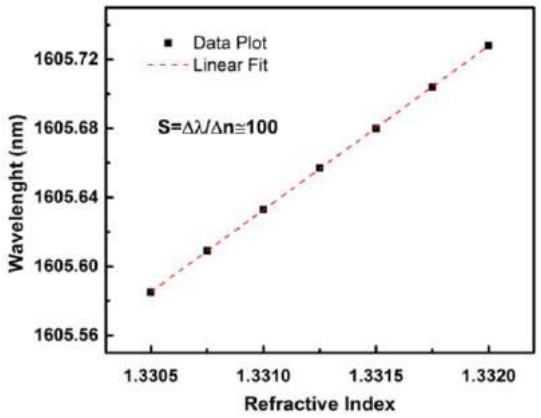
شکل ۳: تغییرات طول موج مدها ازجمله مورد نظر ($TE_{1,10}$) با تغییرات شعاع میکرودیسک.

البته تحقیق شد که عموماً با افزایش شعاع دیسک و شماره سمتی مد، پرتوهای مدهای ویسپرینگ گالری به دیواره دیسک فشرده‌تر شده و در نتیجه ، کاهش حجم

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

مدی را به دنبال خواهد داشت. در مرحله طراحی ساختار با ۲۰ حفره-هوای مکعبی در حاشیه میکرودیسک، افزایش ابعاد حفره، در حالی‌که شعاع میکرودیسک ثابت است، کاهش حجم مدی را نتیجه می‌دهد. در ادامه بررسی، با وجود شیارهایی بین حفره‌های-هوا تغییرات طول موج، حجم مدی و الگوی توزیع شدت مد محبوس شده بررسی گردیدند. مدهای مورد بررسی به گونه‌ای باید انتخاب گردند که کماکان بعد از تغییرات در یکی از پارامترها، همچنان در نواحی مورد نظر به‌طور مطلوب متمرکز باقی بمانند. با دستکاری پهنای شیار، افزایش تمرکز مد و یا به‌عبارتی کاهش بیشتر حجم مدی برای یک مد ویسپرینگ گالری، تا حدود $0.077(\lambda/n)^3$ حاصل می‌گردد که در آن، λ طول موج مد مربوطه و n ضریب شکست مؤثر میکرودیسک است.

برای مصارف کاربردی، از نظر عمل حس‌گری، با تغییرات ماده‌ای که قسمت مرکزی شیار را پر کرده، حساسیتی به میزان 100 nm/RIU به‌دست آمده است. شکل ۴، یک نمودار تغییرات طول موج مد را بر حسب تغییرات ماده پرکننده شیار، نشان می‌دهد.



شکل ۴: نمودار تغییرات طول موج مد بر حسب تغییرات ماده پرکننده شیار.

۴- جمع‌بندی و نتیجه‌گیری

محبوس‌سازی مدهای نوری با فاکتور کیفیت بسیار زیاد و حجم مدی کوچک یکی از خصوصیات بلورهای فوتونی با هندسه‌های متفاوت، است. از جمله ساختارهای هندسی این بلورها، مشدد نوری میکرودیسک بوده که مدهای محبوس در آن به نام ویسپرینگ گالری معروف بوده و در نزدیکی جداره داخلی دیواره جانبی دیسک تمرکز می‌یابند. این میکرودیسک‌ها دارای ضخامتی کمتر از نصف طول موج هستند، تا امواج را در صفحه دیسک محدود کنند. در این مقاله، برای کنترل بیشتر مدها به طراحی و شبیه‌سازی ساختار تلفیقی از یک میکرودیسک و یک آرایه دایروی از حفره‌های هوا مکعبی که در نزدیکی پیرامون آن تعبیه شده و تشکیل یک آرایه بلور فوتونی را می‌هد، پرداخته شده است. برای مقاصد کاربردی مثلاً یک نانوحس‌گر، شیارهایی با عمقی برابر با کسری از ضخامت میکرودیسک، این حفره‌های هوای مکعبی را به هم مرتبط نمودند، تا مدهای مهندسی‌شده در اختیار قرار گیرند. نتایج شبیه‌سازی با روش المان محدود برای این ساختارها نشان می‌دهند که حجم مدی به اندازه $0.077(\lambda/n)^3$ در ناحیه یک شیار مرکزی، قابل حصول است. خصوصیت حس‌گری برای هندسه‌های مختلف میکرودیسک، که با آرایه بلور فوتونی تلفیق یافته و ابعاد شیارهای متصله متغیر در نظر گرفته شدند، مورد آنالیز قرار گرفته و حساسیت قابل قبولی برابر با (نانومتر بر واحد ضریب شکست) 100 nm/RIU ، قابل ثبت است.

مراجع

[1] B. E. Saleh, M. C. Teich, *Fundamentals of Photonics*, Wiley Series in Pure and Applied Optics, John Wiley & Sons, Inc., 2nd Ed. 2007.

[2] J. D. Joannopoulos, S. G. Johnson, J. N. Winn, R. D. Meade, *Photonic Crystals - Molding the Flow of Light*, Princeton University Press, 2nd Ed., 2008.

[3] E. Yablonovitch, "Photonic band-gap crystals", J. Phys. Condens. Matter 5(16), 2443, 1993.

[4] D. Sanvitto, A. Daraei, A. Tahraoui, M. Hopkinson, P. W. Fry, D. M. Whittaker, M. S. Skolnick, "Observation of ultrahigh quality factor in a semiconductor microcavity", Appl. Phys. Lett. 86, 191109, 2005.

[5] M. I. Cheema, A. G. Kirk, "Accurate determination of the quality factor and tunneling distance of axisymmetric resonators for biosensing applications", Opt. Express 21(7), 8724-8735, 2013.

[6] K. Srinivasan, M. Borselli, O. Painter, A. Stintz, S. Krishna, "Cavity Q, mode volume, and lasing threshold in small diameter AlGaAs microdisks with embedded quantum dots", Opt. Express 14(3), 1094-1105, 2006.

[7] A. Daraei, M. E. Daraei, "Thin cylindrical slot in an optical microdisk cavity for sensing biomaterials", Applied Physics A, 123(4), p. 216, 2017.

[8] J. M. Lourtioz, H. Benisty, V. Berger, J. M. Gérard, D. Maystre, A. Tchelnokov, *Photonic Crystals: Towards Nanoscale Photonic Devices*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2nd Ed., 2008.

[9] Cicek, K., Eryürek, M. and Kiraz, A., "Single-slot hybrid microring resonator hydrogen sensor", JOSA B, 34(7), pp.1465-1470, 2017.

[10] S. M. Grist, S. A. Schmidt, J. Flueckiger, V. Donzella, W. Shi, S. T. Fard, J. T. Kirk, D. M. Ratner, K. C. Cheung, L. Chrostowski, "Silicon photonic micro-disk resonators for label-free biosensing", Opt. Express 21(7), 7994-8006, 2013.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

درهم‌تنیدگی در یک سامانه اپتومکانیکی چهاربخشی

فاطمه محمودی مؤمن‌آبادی[۱]، حمیدرضا باغشاهی[۱]، محمّدجواد فقیهی[۲] و سیّدیحیی میرافضلی[۱]

[۱]گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه ولی‌عصر(عج) رفسنجان، رفسنجان
[۲]گروه فوتونیک، دانشکده علوم و فناوری‌های نوین، دانشگاه تحصیلات تکمیلی صنعتی و فناوری پیشرفته، ماهان، کرمان

چکیده– در این مقاله دینامیک درهم‌تنیدگی در یک سامانه اپتومکانیکی چهاربخشی بررسی می‌شود. این سامانه از دو اتم دوترازی تشکیل می‌شود که یکی از آن‌ها با مدهای کاواک برهم‌کنش می‌کند و دیگری بدون هیچ برهم‌کنشی در بیرون کاواک واقع است. با فرض این‌که یکی از آینه‌های کاواک متحرّک است درهم‌تنیدگی با استفاده از سنجه منفیّت ارزیابی می‌شود. نتایج نشان می‌دهند که از بین همه حالت‌های مورد بررسی، درهم‌تنیدگی تنها بین دو اتم ایجاد می‌شود که با جفت‌شدگی اپتومکانیکی قابل کنترل است.

کلیدواژه: درهم‌تنیدگی، سامانه اپتومکانیکی، منفیّت

Entanglement in a Quadripartite Optomechanical System

Fatemeh Mahmoudi Momenabadi[1], Hamid Reza Baghshahi[1], Mohammad Javad Faghihi[2] and Sayyed Yahya Mirafzali[1]

[1]Department of Physics, Faculty of Science, Vali-e-Asr University of Rafsanjan, Rafsanjan
[2]Department of Photonics, Faculty of New Science & Technology, Graduate University of Advanced Technology, Mahan, Kerman

Abstract- In this paper, entanglement dynamics in a quadripartite optomechanical system is investigated. The system contains two two-level atoms such that one atom interacts with cavity modes and the other is out of the cavity with no interaction. With the assumption that one of the cavity mirrors is in motion, entanglement is evaluated by negativity. The results show that among the considered subsystem, only two atoms are entangled, which can be controlled by the optomechanical coupling.

Keywords: Entanglement, Optomechanical System, Negativity

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- سرآغاز

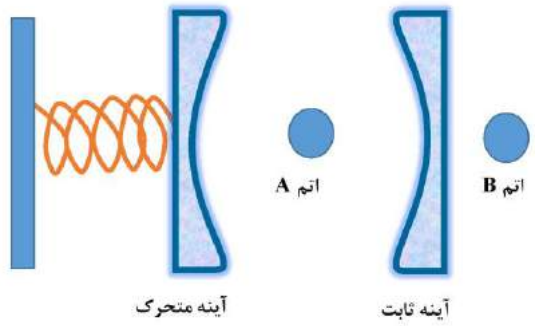
درهم‌تنیدگی یکی از اصلی‌ترین ویژگی‌های سامانه‌های کوانتومی است که آن را از همتای کلاسیکی متمایز می‌سازد. این پدیده نقش مهمی در مبحث پردازش اطلاعات کوانتومی از قبیل دوربری و رمزنگاری کوانتومی ایفا می‌کند [۱]. از جمله مهم‌ترین سامانه‌های فیزیکی در دسترس که امکان وقوع درهم‌تنیدگی در آن‌ها وجود دارد می‌توان به سامانه‌های برهم‌کنشی اتم و میدان اشاره کرد. در این بین، سامانه‌های اپتومکانیکی، به‌عنوان یکی از بنیادی‌ترین سامانه‌های اپتیک کوانتومی، توجّه بیش‌تری را به خود جلب کرده‌اند. این سامانه‌ها در ساده‌ترین حالت خود از یک کاواک اپتیکی با یک آینه متحرّک در انتهای آن تشکیل شده‌اند. از دیگر کاربردهای سامانه‌های اپتومکانیکی می‌توان سردسازی، اندازه‌گیری فوق دقیق و تولید حالت‌های غیرکلاسیکی را نام برد [۲].

در این مجال یک سامانه اپتومکانیکی را در نظر می‌گیریم که یک اتم دوترازی با مد کاواک برهم‌کنش می‌کند و اتمی مشابه با آن بدون هیچ برهم‌کنشی در بیرون کاواک قرار دارد. یادآور می‌شود در بازیابه‌ی [۳]، سامانه‌ای مشابه با سامانه‌ی حاضر، با این تفاوت که برهم‌کنش در یک کاواک اپتیکی (نه اپتومکانیکی) صورت می‌پذیرد، به بحث گذاشته شده است. هم‌چنین بازیابه‌ی [۴] به مدل جینز-کامینگز در یک کاواک اپتومکانیکی پرداخته است. در هر دو پژوهش اخیر، بعد از تحول سامانه درهم‌تنیدگی بین تمام زیرسامانه‌ها گزارش شده است. با این وصف، سامانه‌ی مورد مطالعه‌ی حاضر را می‌توان تلفیق موارد اشاره‌شده دانست. باید دید آیا درهم‌تنیدگی در این سامانه مشابه با سامانه‌های پیشین در بین تمام زیرسامانه‌ها رخ می‌دهد یا شرایط متفاوتی رقم می‌خورد.

این مقاله سعی می‌کند به بررسی اثرات ناشی از وجود آینه متحرّک (اپتومکانیک کاواک) و اتم غیربرهم‌کنشی بیرونی روی دینامیک درهم‌تنیدگی بین زیرسامانه‌ها بپردازد و زیرسامانه‌های درهم‌تنیده را شناسایی نماید. سپس نتایج به‌دست‌آمده با گزارش‌های پیشین به بحث گذاشته می‌شود.

۲- مدل

یک سامانه اپتومکانیکی را شامل یک کاواک اپتیکی با دو آینه‌ی متحرّک و ثابت در نظر می‌گیریم. فرض می‌کنیم یک اتم دوترازی در کاواک با مد میدان برهم‌کنش می‌کند و یک اتم دوترازی دیگر بدون هیچ‌برهم‌کنشی در بیرون کاواک قرار دارد.



شکل ۱: سامانه فیزیکی شامل یک اتم دوترازی قرارگرفته درون کاواک با یک آینه متحرک و یک اتم دوترازی در خارج آن.

هامیلتونی کل برای چنین سامانه‌ای به شکل زیر است:

$$H=\hbar\omega a^{\dagger}a+\hbar\omega_m b^{\dagger}b+\frac{\hbar\omega}{2}\sigma_z^A+\frac{\hbar\omega}{2}\sigma_z^B +\hbar\Omega\left(a\sigma_+^A+a^{\dagger}\sigma_-^A\right)-\hbar G a^{\dagger}a\left(b+b^{\dagger}\right) \qquad (۱)$$

که در آن $a^{\dagger}$ و a و $b^{\dagger}$ و b به ترتیب عملگرهای آفرینش و نابودی برای مد کاواک با بسامد ω و مد آینه با بسامد ω_m هستند. G ضریب جفت‌شدگی اپتومکانیکی و Ω ثابت جفت‌شدگی بین اتم و میدان است. هم‌چنین σ_z، σ_+ و σ_- نیز عملگرهای پائولی اتمی و بالانویس‌های A و B برچسب اتم‌ها هستند.

فرض می‌کنیم دو اتم در ابتدا در یک حالت درهم‌تنیده، کاواک در حالت عددی $|n\rangle$ و آینه در حالت پایه $|0\rangle$ آماده‌سازی شده باشند. بنابراین حالت اولیه کل سامانه به شکل زیر خواهد بود:

$$|\psi(0)\rangle=\cos\theta\left|e^A g^B n0\right\rangle+\sin\theta\left|g^A e^B n0\right\rangle \qquad (۲)$$

که در آن $-\pi/2\le\theta\le\pi/2$. در ادامه می‌خواهیم بردار حالت سامانه را در هر لحظه دلخواه بدست آوریم. برای رسیدن به این هدف، هامیلتونی مؤثر سامانه را به شکل زیر بازنویسی می‌کنیم [۵]:

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

$$H_{eff}=\frac{\hbar G\Omega}{\omega_m}\left(a^\dagger b\sigma_-^A+ab^\dagger\sigma_+^A\right)-\frac{\hbar G^2}{\omega_m}\left(a^\dagger a\right)^2 -\frac{\hbar\Omega^2}{\omega_m}\left(a^\dagger a\sigma_3+\sigma_+\sigma_-\right) \quad (۳)$$

درهامیلتونی بالا جمله اول نشان دهنده برهم‌کنش سه بخشی آینه، اتم و کاواک است. جمله دوم به اثر غیرخطّی کِر دلالت دارد و جمله سوم اثر استارک را بیان می‌کند. بردار حالت سامانه را در هر لحظه دلخواه t به صورت زیر در نظر می‌گیریم:

$$|\psi(t)\rangle=M_1(t)\left|e^Ag^Bn0\right\rangle+M_2(t)\left|g^Ae^Bn0\right\rangle +M_3(t)\left|e^Ae^B(n-1)1\right\rangle \quad (۴)$$

که در آن $M_i\,(i=1,3)$ ضرایب معرّف دامنه احتمال هستند که با در نظرگرفتن هامیلتونی (۳) و حالت اولیه (۲) و حل معادله شرودینگر وابسته به زمان به صورت زیر به دست می‌آیند:

$$\begin{aligned}
M_1(\tau)&=\cos\theta\exp\left[i\tau\left(n^2+(1+n)\right)\frac{\Omega^2}{G^2}\right],\\
M_2(\tau)&=\tfrac{1}{2}\sin\theta\exp\left(-\tfrac{1}{2}i\tau\left[R_1+\left(-1-2(-1+n)n\right)\right]\right)\\
&\quad\times\exp\left[\left(-1+e^{iR_1\tau}\right)\frac{1}{R_1}(-1+2n)+\left(1+e^{iR_1\tau}\right)\right]\\
&\quad\times\exp\left[-\left(2\left(-1+e^{iR_1\tau}\right)n\frac{1}{R_1}\frac{\Omega^2}{G^2}\right)\right],\\
M_3(\tau)&=-\exp\left(-\tfrac{1}{2}i\tau\left[R_1+\left(-1-2(-1+n)n\right)\right]\right)\\
&\quad\times R_1^{-1}\sin\theta\left(-1+e^{iR_1\tau}\right)\sqrt{n}\frac{\Omega}{G}
\end{aligned} \quad (۵)$$

در روابط بالا R_1 و τ با روابط زیر داده می‌شوند:

$$\begin{aligned}
R_1&=\sqrt{(1-2n)^2+G^{-2}\left(4n^2\Omega^2-8(-1+n)n\Omega^2\right)},\\
\tau&=G^2t/\omega_m
\end{aligned} \quad (۶)$$

پس از یافتن شکل دقیق بردارحالت سامانه، بررسی ویژگی‌های سامانه شامل درهم‌تنیدگی ممکن می‌شود.

۳- اندازه‌گیری درهم‌تنیدگی

پیش از بحث و بررسی درباره میزان درهم‌تنیدگی بین زیرسامانه‌ها، لازم به ذکر است که با توجّه به حالت درنظر گرفته شده برای کاواک $(|n\rangle)$ باید مسأله‌ی حالت خلأ $(n=0)$ را از حالت‌های برانگیخته $(n\neq0)$ جدا کرد و رویکردهای متفاوتی را اتخاذ نمود. در این‌جا تمرکز خود را روی حالت‌های برانگیخته‌ی مد تابشی معطوف می‌کنیم. با در نظرگرفتن $n\neq0$ زیرسامانه‌ی «دو اتم» به صورت یک کیوبیت-کیوبیت و زیرسامانه‌های «اتم A -کاواک»، «اتم B -کاواک»، «اتم A -آینه» و «اتم B -آینه» به‌طور مؤثر با یک کیوبیت-کیوتریت معادل می‌شوند (لازم به ذکر است که زیرسامانه‌های ذکر شده زیرسامانه‌هایی هستند که از دو تک بخش از سامانه کل تشکیل شده‌اند. می‌توان زیر سامانه‌هایی مانند «اتم A + اتم B -آینه + کاواک» که از دو قسمت دو بخشی از کل سامانه تشکیل شده نیز در نظر گرفت که در اینجا هدف ما بررسی آنها نیست). با توجّه به این‌که معیار ترانهاده جزئی مثبت که منفیّت بر پایه آن بنا شده است شرط لازم و کافی برای درهم‌تنیدگی سامانه‌های 2×2 و 2×3 است، بنابراین در اینجا سنجه منفیّت می‌تواند میزان درهم‌تنیدگی بین زیر سامانه‌های یادشده را آشکار سازد. به همین دلیل در ادامه از این سنجه برای محاسبه درهم‌تنیدگی استفاده می‌کنیم. سنجه منفیت برای یک سامانه دوجزئی ρ_{AB} با ابعاد $d\times d'$ $(d\le d')$ به صورت زیر تعریف می‌شود [۶]:

$$N(\rho_{AB})=\frac{\left\|\rho^{T_B}\right\|-1}{d-1} \quad (۷)$$

به طوری‌که ρ^{T_B} ترانهاده جزئی حالت ρ برحسب زیرسامانه B است و $\left\|\rho^{T_B}\right\|$ نُرم رد عملگر ρ^{T_B} است. نُرم رد برای هر عملگر دلخواهی مانند X به صورت $\|X\|=Tr\sqrt{X^\dagger X}$ تعریف می‌شود.

سنجه منفیّت را می‌توان برحسب ویژه‌مقدارها یا ویژه‌مقدارهای منفی ماتریس ترانهاده جزئی نیز نوشت. با توجّه به این‌که ماتریس ترانهاده جزئی می‌تواند ویژه‌مقدارهای مثبت و منفی داشته باشد بنابراین خواهیم داشت:

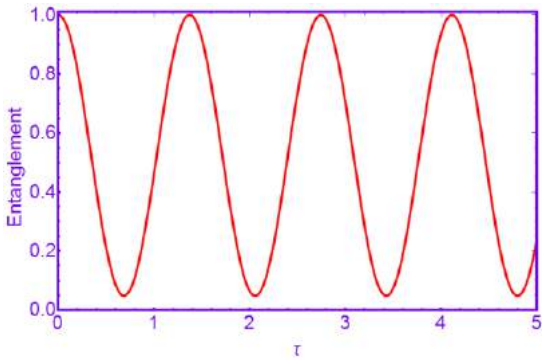
$$\left\|\rho^{T_B}\right\|=\sum_i|\lambda_i|=\sum_i\lambda_i-2\sum_i\lambda_i^{neg}=1-2\sum_i\lambda_i^{neg} \quad (۸)$$

که در آن λ_iها ویژه مقادیر ماتریس ترانهاده جزئی هستند و بالانویس neg به ویژه‌مقادیر منفی اشاره دارد. با توجه به رابطه (۷) برای یک سامانه 2×2، منفیّت بین

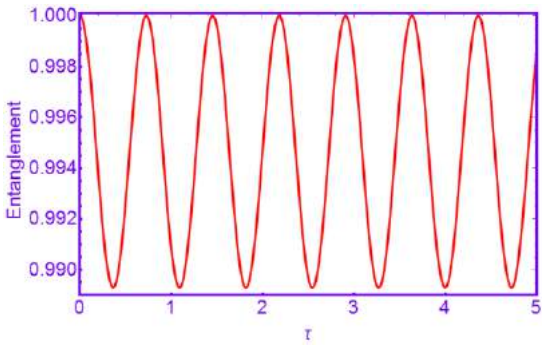
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

مقدار کمینه صفر و مقدار بیشینه یک تغییر می‌کند.

با محاسبه ماتریس چگالی کاهش یافته برای زیر زیرسامانه‌های اشاره‌شده و محاسبه ماتریس ترانهاده جزئی برای آن‌ها می‌توان مقدار درهم‌تنیدگی را در این زیر سامانه‌ها محاسبه کرد.



شکل ۲: نمودار درهم‌تنیدگی بین دو اتم A و B به ازای $\theta=\pi/4$، $G=\Omega$ و $n=5$.



شکل۳: نمودار درهم‌تنیدگی بین دو اتم A و B به ازای $\theta=\pi/4$، $G=5\Omega$ و $n=5$.

نتایج دینامیکی حاصل از سنجه‌ی منفیّت نشان می‌دهند که زیرسامانه‌های «اتم A-کاواک»، «اتم B-کاواک»، «اتم A-آینه» و «اتم B-آینه» درهم‌تنیده نیستند و به عبارتی جداپذیر هستند (در این مجال کوتاه، از آوردن نمودارهای منفیّت مربوط به این موارد پرهیز کردیم). درعوض، تنها در زیرسامانه‌ی اتم-اتم با انتخاب فازهای متفاوت (θهای متفاوت) به غیر از $\theta=0,\pm\pi/2$ درهم‌تنیدگی قابل مشاهده است. با انتخاب این سه فاز همان‌طور که از رابطه (۲) مشخص است دو اتم در ابتدا درهم‌تنیده نیستند و غیردرهم‌تنیده نیز باقی می‌مانند.

در شکل ۲ تغییرات زمانی درهم‌تنیدگی بین دو اتم را به صورت تابعی از زمان مشخصه τ نشان می‌دهد. همان‌طور که از این شکل مشخص است درهم‌تنیدگی بین دو اتم از مقدار بیشینه خود (حالت‌های بِل) شروع می‌شود و همواره رفتار نوسانی از خود نشان می‌دهد. با تغییر پارامتر G، شکل ۳ به بررسی تأثیر جفت‌شدگی اپتومکانیکی بر درهم‌تنیدگی دو اتم رسم شده است. همان‌طور که از این شکل مشخص است، افزایش ثابت جفت‌شدگی اپتومکانیکی باعث کاهش دامنه افت و خیز درهم‌تنیدگی می‌شود. به عبارت دیگر در این مورد فاصله بین بیشینه و کمینه درهم‌تنیدگی بسیار ناچیز است و تقریبا می‌توان گفت درهم‌تنیدگی به یک حالت پایا رسیده است.

۴- برداشت

در این مقاله به بررسی درهم‌تنیدگی بین زیرسامانه‌های مختلف یک سامانه اپتومکانیکی شامل یک کاواک اپتیکی تک‌مد با یک آینه متحرّک، یک اتم در داخل و یک اتم در بیرون کاواک پرداختیم. نتایج به‌دست‌آمده نشان می‌دهند برخلاف سامانه‌های گزارش‌شده در بازیابه‌های [۳ و ۴] که در آن‌ها درهم‌تنیدگی در همه زیرسامانه‌ها رخ می‌داد، در سامانه‌ی فیزیکی حاضر، از بین زیرسامانه‌های مورد بررسی، تنها زیرسامانه‌ی اتم-اتم درهم‌تنیده هستند و دیگر سامانه‌ها جداشدنی. هم‌چنین نتایج عددی گواه این مطلب هستند که افزایش ثابت جفت‌شدگی اپتومکانیکی درهم‌تنیدگی بین دو اتم را به یک حالت پایا می‌رساند.

بازیابه‌ها

[1] M.A. Nielsen, I. L. Chuang, *Quantum Computation and Quantum Information* (Cambridge: Cambridge University Press, 2010).

[2] M. Aspelmeyer, T. J. Kippenberg, F. Marquardt, "Cavity optomechanics", *Rev. Mod. Phys.* 86, 1391, 2014.

[3] Z-J. Li, J-Q. Li, Y-H. Jin, Y-H. Nie, "Cavity evolution and transfer of entanglement between an isolated atom and a Jaynes-Cummings model", *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 40, 3401, 2007.

[4] Q. H. Liao, W. J. Nie, J. Xu, Y. Liu, N. R. Zhou, Q. R. Yan, A. Chen, N. H. Liu, M. A. Ahmad, "Properties of linear entropy of the atom in a tripartite cavity-optomechanical system", *Laser. Phys.* 26, 055201, 2016.

[5] D. F. V. James, J. Jerke, "Effective Hamiltonian theory and its applications in quantum information", *Can. J. Phys.* 85, 652, 2007

[6] G. Vidal, R. F. Werner, "Computable measure of entanglement", *Phys. Rev. A* 65, 032314, 2002.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

حالت‌های همدوس گرمایی تغییرشکل‌یافته از نگاه تابع توزیع ویگنر

زهرا مظاهری[۱]؛ محمّدجواد فقیهی[۱] و حمیدرضا باغشاهی[۲]

[۱]گروه فوتونیک، دانشکده علوم و فناوری‌های نوین، دانشگاه تحصیلات تکمیلی صنعتی و فناوری پیشرفته، ماهان، کرمان
[۲]گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه ولی‌عصر(عج) رفسنجان، رفسنجان

چکیده: حالت همدوس گرمایی حالتی مرکب از حالت‌های همدوس استاندارد و گرمایی است که در آن اثرات گرمایی دیده می‌شود. در این مقاله با استفاده از رهیافت جبری حالت‌های همدوس غیر خطّی، حالت‌های همدوس گرمایی تغییرشکل‌یافته معرّفی می‌شوند و تابع توزیع ویگنر، به‌عنوان یکی از مهم‌ترین معیارهای غیرکلاسیکی بودن یک سامانه، مورد بررسی قرار می‌گیرد.

کلیدواژه: حالت همدوس گرمایی، حالت همدوس تغییرشکل‌یافته، تابع توزیع ویگنر

f-deformed thermal coherent states from viewpoint of Wigner distribution function

Zahra Mazaheri[1], Mohammad Javad Faghihi[1] and Hamid Reza Baghshahi[2]

[1]Department of Photonics, Faculty of New Science & Technology, Graduate University of Advanced Technology, Mahan, Kerman
[2]Department of Physics, Faculty of Science, Vali-e-Asr University of Rafsanjan, Rafsanjan

Abstract: Thermal coherent state is composed of standard coherent and thermal states, in which thermal effect is emerged. In this paper, by applying the algebraic treatment of nonlinear coherent states, *f*-deformed thermal coherent states are introduced and Wigner distribution function, as one of the most important criteria of nonclassicality of a system, is discussed.

Keywords: Thermal coherent state, *f*-deformed coherent state, Wigner distribution function.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- سرآغاز

حالت مربوط به هر سامانه فیزیکی که در دمای تعادلی T قرار دارد با حالت گرمایی توصیف می‌شود و عملگر چگالی مربوط به آن در فضای حالت‌های عددی با رابطه زیر مشخص می‌شود [۱]:

$$\hat{\rho}_t = \frac{1}{1+\bar{n}} \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{\bar{n}}{1+\bar{n}} \right)^n |n\rangle\langle n| \qquad (۱)$$

که در آن $\bar{n}$ میانگین تعداد فوتون‌های گرمایی در دمای T است. از طرف دیگر میدان تابشی که در حالت همدوس استاندارد قرار دارد در فضای حالت‌های عددی با رابطه زیر توصیف می‌شود:

$$|\alpha\rangle = \exp\left(\frac{-|\alpha|^2}{2} \right) \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}} |n\rangle \qquad (۲)$$

که در آن α یک کمیت مختلط است. برای واردکردن اثرات اجتناب‌ناپذیر حرارتی در تابش همدوس می‌توان یکی از دو روش ترکیب و یا برهم‌نهی گلاوبر-لاخس را برگزید [۲]. این دو روش منجر به تولید دو حالت متمایز، با ویژگی‌های متفاوت می‌شوند. در روش برهم‌نهی گلاوبر-لاخس از عملگر یکانی استفاده می‌شود، بدین ترتیب که:

$$\hat{\rho}_d = \hat{D}(\alpha) \hat{\rho}_t \hat{D}^{\dagger}(\alpha) \qquad (۳)$$

در رابطه‌ی بالا $\hat{\rho}_d$ عملگر چگالی حالت همدوس گرمایی و $\hat{D}(\alpha) = \exp\left[\alpha \hat{a}^{\dagger} - \alpha^* \hat{a}\right]$ عملگر جابجایی است. هم‌چنین عملگرهای $\hat{a}$ و $\hat{a}^{\dagger}$ به ترتیب بیانگر عملگر نابودی و آفرینش بوزونی هستند. رابطه (۳) توصیف یک حالت همدوس گرمایی (حالت گرمایی جابجاشده) است که اولین بار توسط گلاوبر و لاخس مطرح شد [۲]. با قرار دادن رابطه (۱) در رابطه (۳) ساختار کلی حالت همدوس گرمایی حاصل می‌شود. از این رو خواهیم داشت:

$$\hat{\rho}_d = \frac{1}{1+\bar{n}} \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{\bar{n}}{1+\bar{n}} \right)^n |n,\alpha\rangle\langle n,\alpha| \qquad (۴)$$

که در آن $|n,\alpha\rangle$ حالت عددی جابجاشده هستند و با رابطه‌ی زیر داده می‌شود:

$$|n,\alpha\rangle = \exp\left(\frac{-|\alpha|^2}{2} \right) \times \begin{cases} N_1 \sum_{m=0}^{\infty} \sqrt{\frac{m!}{n!}} (-\alpha^*)^{n-m} L_m^{n-m}\left(|\alpha|^2\right)|m\rangle, & m \le n \\ N_2 \sum_{m=0}^{\infty} \sqrt{\frac{n!}{m!}} \alpha^{m-n} L_n^{m-n}\left(|\alpha|^2\right)|m\rangle, & m > n \end{cases} \qquad (۵)$$

در رابطه بالا $L_k^l(x)$ چندجمله‌های لاگر وابسته و N_1 و N_2 ضرایب بهنجارش هستند. لازم به ذکر است که از حالت همدوس گرمایی می‌توان به‌عنوان یک حالت میانی بین حالت گرمایی (در رابطه (۴)، $\alpha \to 0$) و حالت همدوس استاندارد (در رابطه (۴)، $\bar{n} \to 0$) یادکرد.

۲- حالت همدوس گرمایی تغییرشکل‌یافته

به‌منظور تعمیم حالت همدوس گرمایی به همتای غیر خطّی خود لازم است که در رابطه (۳) عملگر جابجایی تعمیم‌یافته (غیرخطّی) را جایگزین عملگر جابجایی استاندارد سازیم. بدین سان، با تعمیم جبری عملگرهای بوزونی به‌صورت $\hat{A} = \hat{a}\, f(\hat{n})$ و $\hat{A}^{\dagger} = f(\hat{n})\hat{a}^{\dagger}$ [۳] عملگرهای جابجایی غیرخطّی (تعمیم‌یافته) به صورت زیر معرّفی می‌شوند:

$$\hat{D}(\alpha) = \exp\left(\alpha \hat{A}^{\dagger} - \alpha^* \hat{A} \right) \qquad (۶)$$

عملگرهای تعمیم‌یافته‌ی بوزونی مربوط به نوسانگر غیرخطّی جبر گروه لی را برآورده نمی‌کنند. برای تحقق این امر، عملگرهای دوگان به‌صورت $\hat{B} = \hat{a}\, f^{-1}(n)$ و $\hat{B}^{\dagger} = f^{-1}(n)\hat{a}^{\dagger}$ معرّفی می‌شوند که در این صورت روابط جابجایی $[\hat{A}, \hat{B}^{\dagger}] = [\hat{A}^{\dagger}, \hat{B}] = \hat{I}$ برقرار هستند [۴]. در نتیجه، با توجّه به تعمیم عملگرهای بوزونی مربوط به نوسانگر هماهنگ استاندارد به همتای تغییرشکل‌یافته‌ی خود و همچنین استفاده از عملگرهای دوگان مربوط به آن‌ها، دو تعریف مجزّا برای عملگر جابجایی غیر خطّی حاصل می‌شود [۵]:

$$\hat{D}'_f(\alpha) = \exp\left(\alpha \hat{A}^{\dagger} - \alpha^* \hat{B} \right) = \exp\left(\frac{-|\alpha|^2}{2} \right) \exp\left(\alpha \hat{A}^{\dagger} \right) \exp\left(-\alpha^* \hat{B} \right) \qquad (۷)$$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

$$\hat{D}''_f(\alpha) = \exp\left(\alpha\hat{B}^\dagger - \alpha^*\hat{A}\right) = \exp\left(\frac{-|\alpha|^2}{2}\right)\exp\left(\alpha\hat{B}^\dagger\right)\exp\left(-\alpha^*\hat{A}\right) \quad (۸)$$

با قرار دادن هریک از عملگرهای روابط (۶) و (۷) در رابطه (۳) خواهیم داشت:

$$\hat{\rho}'_d(f) = \frac{1}{1+\bar{n}}\sum_{n=0}^{\infty}\left(\frac{\bar{n}}{1+\bar{n}}\right)^n |n,\alpha,f\rangle'\langle n,\alpha,f|' \quad (۹)$$

$$\hat{\rho}''_d(f) = \frac{1}{1+\bar{n}}\sum_{n=0}^{\infty}\left(\frac{\bar{n}}{1+\bar{n}}\right)^n |n,\alpha,f\rangle''\langle n,\alpha,f|'' \quad (۱۰)$$

که در روابط اخیر $|\alpha,f,n\rangle' = \hat{D}'_f(\alpha)|n\rangle$ و $|\alpha,f,n\rangle'' = \hat{D}''_f(\alpha)|n\rangle$ حالت‌های عددی جابجاشده غیرخطّی هستند.

تاکنون دو ساختار کلّی برای حالت‌های همدوس گرمایی غیر خطّی گلاوبر-لاخس ارائه داده‌ایم. در بخش بعد با انتخاب یکی از این ساختارهای معرّفی‌شده $\left(\hat{\rho}'_d(f)\right)$، غیرکلاسیکی‌بودن حالت‌های گرمایی غیرخطّی را مورد بحث و بررسی قرار می‌دهیم.

۳- تابع توزیع ویگنر

نمایش حالت‌های کوانتومی میدان در فضای فاز با توجّه به توابع توزیع شبه احتمالی می‌تواند جنبه‌های غیرکلاسیکی‌بودن آن سامانه‌ی تابشی را روشن سازد. تابع توزیع ویگنر به‌عنوان اولین تابع توزیع به‌صورت تبدیل فوریه دوبعدی تابع مشخصه کوانتومی و مرتب‌شده متقارن معرّفی $C^{(s)}(\beta,\beta^*) = \mathrm{Tr}\left(\exp\left[i\beta\hat{a}^\dagger + i\beta^*\hat{a}\right]\hat{\rho}\right)$ شد. می‌تواند در پاره‌ای از نواحی فضای فاز منفی باشد و منفی‌شدن این تابع به معنی غیرکلاسیکی‌بودن سامانه‌ی مورد بررسی است. اگرچه برای یک میدان تابشی غیرکلاسیکی، منفی بودن تابع توزیع ویگنر شرط کافی و نه لازم خواهد بود. تابع توزیع ویگنر برای یک سامانه‌ی تابشی تک‌مد با عملگر چگالی $\hat{\rho}$ با رابطه زیر بیان می‌شود [۶]:

$$W(\alpha,\alpha^*) = \frac{2}{\pi}\sum_{n=0}^{+\infty}(-1)^n\langle n,\alpha|\hat{\rho}|n,\alpha\rangle \quad (۱۱)$$

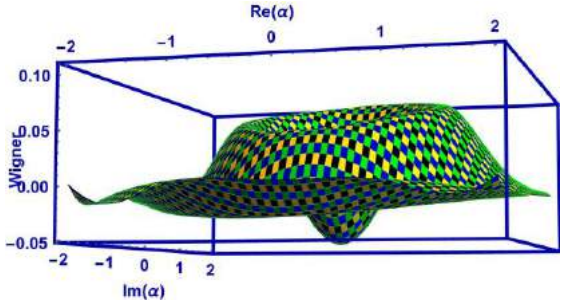
از جایگذاری رابطه (۹) در رابطه اخیر خواهیم داشت:

$$W(\alpha,\alpha^*) = \frac{2}{\pi(1+\bar{n})}\sum_{n=0}^{\infty}\sum_{k=0}^{\infty}(-1)^k\left(\frac{\bar{n}}{1+\bar{n}}\right)^n |\langle k,\alpha|n,\beta,f\rangle|^2 = \frac{2}{\pi(1+\bar{n})}exp\left(\frac{-|\alpha|^2-|\beta|^2}{2}\right)\sum_{n=0}^{\infty}\sum_{k=0}^{\infty}(-1)^k\left(\frac{\bar{n}}{1+\bar{n}}\right)^n \left|N_1N_1'C_{nk}(\alpha,\beta)+N_2N_2'D_{nk}(\alpha,\beta)\right|^2 \quad (۱۲)$$

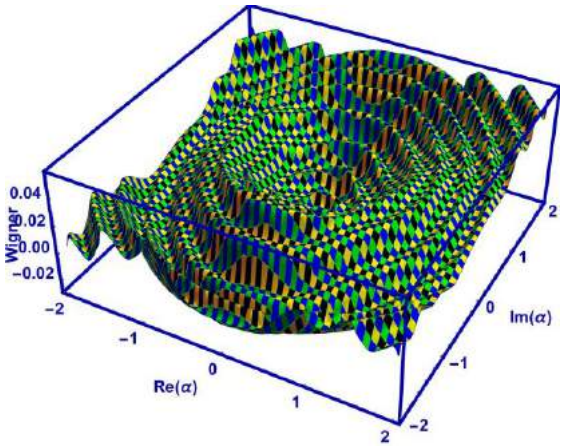
که در آن

$$C_{nk}(\alpha,\beta) = \sum_{m=0}^{\min[n,k]}\left[\frac{m!}{\sqrt{k!n!}}\frac{f(m)!}{f(n)!}(-\alpha)^{k-m}(-\beta^*)^{n-m} \times L_m^{k-m}\left(|\alpha|^2\right)L_m^{n-m}\left(|\beta|^2\right)\right], \quad (۱۳)$$

$$D_{nk}(\alpha,\beta) = \sum_{m=\min[n,k]+1}^{\infty}\left[\frac{\sqrt{k!n!}}{m!}\frac{f(n)!}{f(m)!}(\alpha^*)^{m-k}(\beta)^{m-n} \times L_k^{m-k}\left(|\alpha|^2\right)L_n^{m-n}\left(|\beta|^2\right)\right]$$

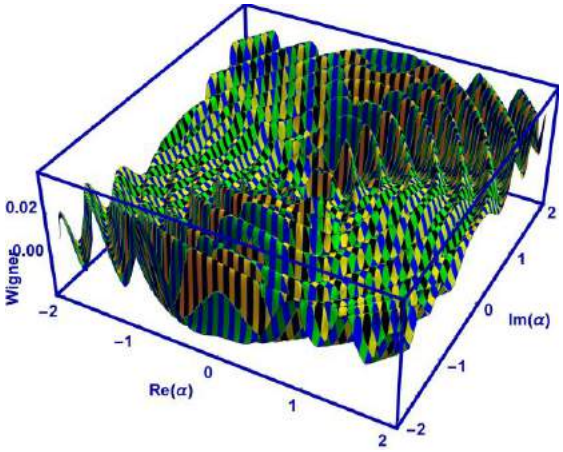


شکل۱: تابع توزیع ویگنر به‌ازای $\beta = 0.1+0.5i$ ، $f(n)=1$ و $\bar{n}=1$.

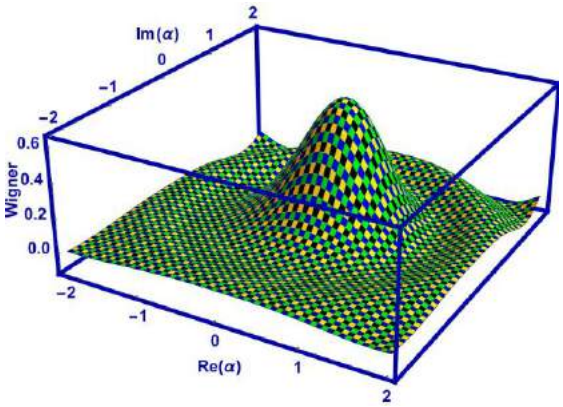


شکل۲: تابع توزیع ویگنر به‌ازا ی $\beta = 0.1+0.5i$ ، $f(n)=1$ و $\bar{n}=10$.

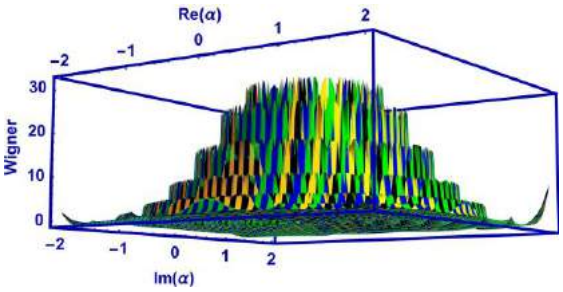
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد



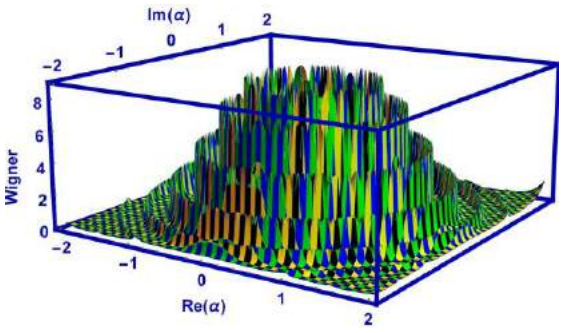
شکل۳: تابع توزیع ویگنر به‌ازای $\beta = 0.1 + 0.5i$ ، $f(n) = 1$ و $\overline{n} = 50$.



شکل۴: تابع توزیع ویگنر به‌ازای $\beta = 0.1 + 0.5i$ ، $f(n) = 1$ و $\overline{n} = 0$.



شکل۵: تابع توزیع ویگنر به‌ازای $\beta = 0.1 + 0.5i$ ، $f(n) = \sqrt{n}$ و $\overline{n} = 1$.



شکل۶: تابع توزیع ویگنر به‌ازای $\beta = 0.1 + 0.5i$ ، $f(n) = \sqrt{n}$ و $\overline{n} = 50$.

نمودارهای ۱ تا ۶ تابع توزیع ویگنر حالت‌های همدوس گرمایی تغییرشکل‌یافته را به‌ازای مقادیر مختلف نشان می‌دهد. شکل ۱ نشان می‌دهد حالت همدوس گرمایی به‌ازای $\overline{n} = 1$ یک حالت غیرکلاسیکی است چرا که تابع ویگنر در بازه‌ای از فضای فاز منفی است. شکل‌های ۱ تا ۳ نشان می‌دهند با افزایش تعداد فوتون‌های گرمایی رفتار غیرکلاسیکی ناپدید می‌گردد. در شکل ۴ تابع توزیع ویگنر در شرایطی رسم شده است که سامانه به حالت همدوس تقلیل می‌یابد و نتیجه به‌دست‌آمده با گزارش‌های پیشین در توافق است. شکل‌های ۵ و ۶ تابع ویگنر را برای حالت همدوس گرمایی غیرخطّی با تابع $f(n) = \sqrt{n}$ به نمایش می‌گذارند. مشاهده می‌شود که به‌ازای این تابع، تابع توزیع ویگنر در فضای فاز مثبت و رفتار کلاسیکی نمایان است. لازم به ذکر است که به‌منظور بررسی رفتارغیرکلاسیکی حالت‌های همدوس گرمایی تغییرشکل‌یافته، توابع غیرخطّی دیگری متناظر با سامانه‌های فیزیکی هم‌چون اتم‌های هیدروژن‌گونه، پتانسیل پوشل-تلر و حرکت مرکز جرم یون به‌دام‌افتاده در دست بررسی است.

۴- برداشت

در این مقاله با توجّه به اهمّیت اثرات حرارتی، یک ساختار کلی برای حالت همدوس گرمایی تغییرشکل‌یافته ارائه شد. برای نیل به این مهم از تعمیم روش برهم‌نهی گلاوبر-لاخس مربوط به حالت همدوس گرمایی استفاده گردید که نتیجه این امر تولید حالتی میانی بین حالت همدوس غیرخطّی و حالت گرمایی غیرخطّی است. هم‌چنین، تابع توزیع ویگنر به‌ازای مقادیر مختلف به بحث گذاشته شد.

بازیابه‌ها

[1] Gerry C.C. and Knight P.L. "*Introductory Quantum Optics",* Cambridge University Press, (2005).
[2] Lachs G., **Phys. Rev. B** 138 (1965) 1012.
[3] V. I. Man'ko V.I., Marmo G., Sudarshan E.C.G. and Zaccaria F., **Phys. Scr.** 55 (1997) 528.
[4] Ali S.T., Roknizadeh R. and Tavassoly M.K. **J. Phys. A: Math. Gen.** 37 (2004) 4407.
[5] Asili Firouzabadi N., Tavassoly M.K. and Faghihi M.J., **Chin. Phys. B** 24 (2015) 0642041.
[6] Ghorbani M., Faghihi M.J. and Safari H. **J. Opt. Soc. Am. B** 34 (2017) 1884.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

بررسی انتقال‌دهنده حفره فتالوسیانین روی(Znpc) بر عملکرد سلول‌های خورشیدی پروسکایتی

فرزانه حاذقی[۱]، سید محمد باقر قریشی[۱]

[۱]دانشگاه کاشان، دانشکده فیزیک

چکیده - فتالوسیانین‌های فلزی بعنوان دسته‌ی مهمی از نیم‌رساناهای آلی یا مواد انتقال‌دهنده‌ی حفره بصورت گسترده‌ای در سلول‌های خورشیدی آلی استفاده می‌شوند. در این بررسی، فتالوسیانین روی (*Znpc*) با تحرک‌پذیری حفره نسبتا بالا و ترازهای *HOMO* و *LUMO* مناسب بعنوان لایه‌ی انتقال‌دهنده‌ی حفره در سلول‌های خورشیدی پروسکایتی متیل آمونیوم یدید سرب استفاده شده است. نتایج آزمایش‌های انجام شده در این بررسی نشان می‌دهند که استفاده از فتالوسیانین روی بعنوان لایه‌ی انتقال‌دهنده‌ی حفره باعث افزایش بازدهی سلول‌های خورشیدی پروسکایتی در مقایسه با سلول‌های بدون لایه‌ی انتقال‌دهنده‌ی حفره است.

کلید واژه- بازدهی، پروسکایت، فتالوسیانین روی ، لایه انتقال دهنده حفره.

Investigation of zinc phthalocyanine as a hole transport material on performance of perovskite solar cells

Farzaneh Hazeghi[1], Seyed Mohamad Bagher Ghoreishi[1]

University of Kashan, Department of physics[1]

Abstract- Metal phthalocyanines as an important class of organic semiconductors or hole transport materials have been extensively used in organic solar cells. Herein, zinc phthalocyanine with relatively high hole mobility and favourable HOMU and LUMO levels has been used as a hole transport layer in methylammonium lead iodide perovskite solar cells. In this study, the results of experimental data show that the using of zinc phthalocyanine as a hole transport layer in perovskite solar cells increases power conversion efficiency in comparison with perovskite solar cells without a hole transport layer.

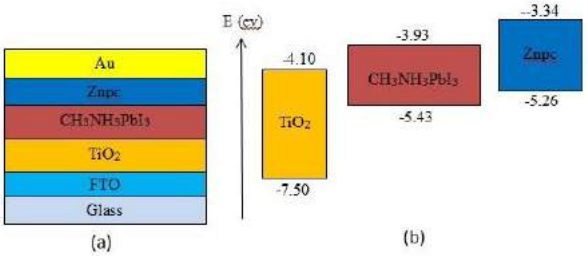
Keywords: Power conversion efficiency, Perovskite, zinc phthalocyanine, Hole-transport layer.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

سلول‌های خورشیدی پروسکایتی اخیرا بسیار مورد توجه قرار گرفته‌اند. مواد پروسکایتی به دلیل داشتن خصوصیات اپتوالکترونیک عالی شامل گاف باند مناسب(1.5 ev)، ضریب جذب بالا($>10^{-4}\ cm^{-1}$) و طول پخش طولانی(100-1000nm)، مناسب برای استفاده در ابزارهای فوتوولتائیک هستند. سلول‌های خورشیدی پروسکایتی در شرایط محیطی ناپایدار هستند. استفاده از مواد انتقال دهنده‌ی حفره و الکترون مناسب می‌تواند انتخاب خوبی برای کاهش هزینه‌ی ساخت سلول و افزایش مقاومت لایه‌ی جاذب پروسکایت در مقابل تخریب‌های محیطی از جمله رطوبت باشد. بطورکلی، سلول‌های خورشیدی پروسکایتی شامل سه لایه‌ی اصلی هستند که لایه‌ی جاذب پروسکایت بین لایه‌ی انتقال دهنده حفره نوع p و لایه‌ی انتقال دهنده الکترون نوع n واقع شده است[1,2,3]. لایه‌های انتقال‌دهنده‌ی حفره نقش مهمی در استخراج و انتقال حامل‌های بار دارند. مواد انتقال‌دهنده‌ی حفره مناسب برای استفاده در سلول‌های خورشیدی پروسکایتی باید خصوصیاتی شامل: روش‌های پردازش و خالص‌سازی آسان، تحرک‌پذیری حفره بالا جهت جلوگیری از بازترکیب حامل‌های بار در سطح پروسکایت، ترازهای انرژی متناسب با ترازهای HOMO و LUMO لایه‌ی جاذب پروسکایت، پایداری گرمایی بالا و حساسیت پایین نسبت به رطوبت داشته باشند[4,5]. مواد انتقال‌دهنده حفره به دو دسته معدنی و آلی تقسیم می‌شوند، انتقال‌دهنده‌های حفره آلی مانند Spiro-OMETAD، PTAA که بسیار گران قیمت و ناپایدار هستند و به همین دلیل کمتر در صنعت استفاده می‌شوند. نیم‌رساناهای فلزی آلی بر پایه فتالوسیانین‌ها مانند فتالوسیانین مس و فتالوسیانین روی و انتقال دهنده‌های حفره معدنی مانند Cu_2O ، NiO معمولا از لحاظ شیمیایی پایدارتر و مقرون به صرفه‌تر هستند. فتالوسیانین‌های فلزی با پایداری گرمایی و شیمیایی عالی و هزینه پایین به دلیل تحرک‌پذیری حفره بالا معمولا بعنوان ماده نوع p در سلول‌های خورشیدی کابرد دارند[6]. اخیرا، بازدهی تبدیل توان سلول‌های خورشیدی پروسکایتی با استفاده از Cupc بعنوان لایه انتقال‌دهنده حفره ۵٪ گزارش شده است[7].

در این مطالعه، سلول خورشیدی مزومتخلخل پروسکایتی Glass/FTO/TiO_2(b)/TiO_2(m)/$CH_3NH_3PbI_3$/Znpc/Au ساخته و بررسی شد. در این ساختار فلورین دوپ شده در اکسید قلع لایه‌ی رسانای شفاف و الکترود آند(FTO)، تیتانیوم دی اکساید (TiO_2(b)) لایه‌ی سد کننده‌ی حفره، تیتانیوم دی اکساید مزومتخلخل (TiO_2(m)) لایه انتقال‌دهنده الکترون، متیل آمونیوم یدید سرب ($CH_3NH_3PbI_3$) لایه‌ی جاذب پروسکایت، فتالوسیانین روی (Znpc) لایه‌ی انتقال دهنده حفره و لایه‌ی سد کننده الکترون و طلا (Au) الکترود کاتد است. شکل ۱ شماتیک ترازهای انرژی ساختار سلول خورشیدی ساخته شده را نشان می‌دهد.



شکل۱: (a) ساختار سلول، همبستگی تراز انرژی سلول خورشیدی پروسکایتی.

۲- مواد

تیتانیوم تترا ایزوپروپکساید (TTiP)، هیدروکلریک اسید(HCL)، اتانول ($C2H_5OH$)، ۲-ایزوپروپانول ($CH_3CH(OH)CH_3$) و دی متیل فرمامید (C_3H_7NO) از شرکت مرک خریداری شده است. روی(Zn)، تیتانیوم دی اکساید(TiO_2) و شیشه رسانای شفاف (FTO) از شرکت شریف سولار خریداری شدند. سرب یدید (PbI_2) و متیل آمونیم یدید(CH_3NH_3I) از شرکت ایساتیس یزد خریداری شده است. فتالوسیانین روی (Znpc) از شرکت سیگما آلدریچ خریداری شده است. طلا (Au).

۱-۲- روش ساخت سلول

یکی از مراحل مهم در ساخت سلول شستشوی آن است. شستشوی نامناسب سلول‌ها باعث افزایش مقاومت FTO

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

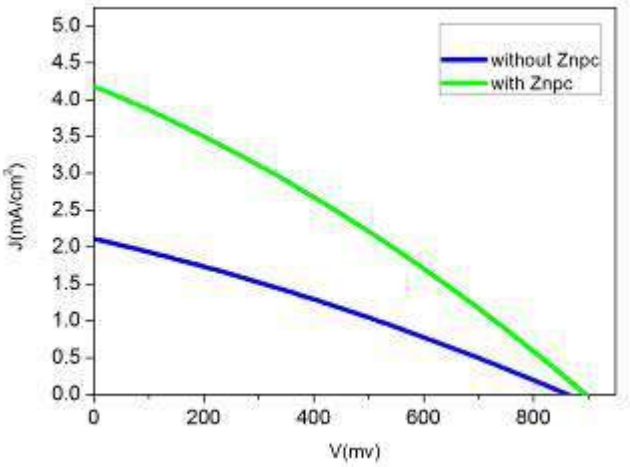
می‌شود. در مرحله‌ی اول زیرلایه‌های FTO با پودر روی و هیدروکلریک اسید رقیق شده سونش شده و طی چندین مرحله با آب صابون ، آب دو بار تقطیر ، اتانول و استون در حمام آلتراسونیک شسته و سپس در آون خشک می‌شوند. مرحله دوم، لایه نشانی لایه سد کننده حفره است. این لایه وظیفه ممانعت از عبور حفره‌های تولید شده در لایه پروسکایت را دارد. تیتانیوم دی‌اکساید سد کننده حفره با پیش ماده TTIP به روش چرخشی با سرعت ۴۰۰۰ دور بر دقیقه و زمان ۶۰ ثانیه لایه نشانی می‌شود و سپس به مدت ۲۰ دقیقه در دمای ۱۲۰ درجه سانتی‌گراد در آون خشک شده و به مدت ۴۰ دقیقه در دمای ۵۰۰ درجه سانتی‌گراد در کوره بازپخت می‌شود. مرحله سوم، لایه نشانی لایه انتقال‌دهنده الکترون است. پروسکایت درون این لایه‌ی متخلخل نفوذ کرده و با افزایش نسبت سطح به حجم آن، باعث افزایش جذب نور و به دنبال آن تولید جفت الکترون و حفره می‌شود و الکترون‌ها را به سمت الکترود آند هدایت می‌کند. خمیر تیتانیوم با اتانول رقیق شده و با روش لایه نشانی چرخشی با سرعت ۴۰۰۰ دور بر دقیقه و زمان ۶۰ ثانیه لایه نشانی می‌شود. نمونه های لایه نشانی شده به مدت ۲۰ دقیقه و در دمای ۱۲۰ درجه سانتی‌گراد در آون خشک شده و سپس به مدت ۳۰ دقیقه در دمای ۵۰۰ درجه سانتی‌گراد در کوره بازپخت می‌شوند. مرحله چهارم، لایه نشانی سرب یدید است. جهت تهیه محلول سرب یدید، دی متیل فرمامید را با سرب یدید محلول کرده و به مدت ۲ ساعت در دمای ۷۰ درجه سانتی‌گراد هم می‌خورد. محلول بدست آمده به روش لایه نشانی چرخشی با سرعت ۴۰۰۰ دور بر دقیقه و زمان ۶۰ ثانیه روی نمونه‌ها لایه نشانی می‌شود. زیرلایه‌ها و محیط لایه-نشانی که همان گلاوباکس است باید در دمای ۷۰ درجه قرار داشته باشد. نمونه‌های لایه نشانی شده به مدت ۲۰ دقیقه روی هیتر ۷۰ درجه سانتی‌گراد خشک می‌شوند. مرحله پنجم، لایه نشانی متیل آمونیوم یدید است. جهت تهیه محلول متیل آمونیوم یدید، متیل آمونیوم یدید را با ۲-ایزوپروپانول خالص مخلوط کرده و سپس روی همزن قرار داده تا محلول کرم رنگ و شفاف و یکنواختی ایجاد شود. لایه نشانی این مرحله معمولا به دو روش لایه نشانی چرخشی و روش لایه نشانی غوطه‌وری انجام می‌شود در این آزمایش از روش غوطه‌وری استفاده شده است. . پس از سرد شدن زیرلایه‌ها ، سلول‌ها درون بشری کوچک، که حاوی محلول متیل‌آمونیوم یدید است به مدت ۵ دقیقه قرار می‌گیرند و پس از آن سلول‌ها به وسیله ۲-ایزوپروپانول شستشو داده می‌شوند. رنگ زرد لایه سرب یدید به رنگ قهوه‌ای تیره تغییر رنگ می‌دهد. پس از آن سلول‌ها در دمای ۷۰ درجه سانتی‌گراد به مدت ۲۰ دقیقه روی هیتر خشک می‌شوند. در این مرحله لایه جاذب پروسکایت تشکیل می‌شود. در اینجا برای بررسی تاثیر لایه انتقال‌دهنده حفره Znpc بر عملکرد سلول‌های خورشیدی پروسکایتی، تعدادی از سلول‌ها درون گلاوباکس قرار گرفته و تعداد دیگری برای لایه نشانی Znpc انتخاب می‌شوند. فتالوسیانین‌ها حل‌پذیری ضعیفی در محلول های آلی دارند و از طرفی محلول‌های آلی سبب تخریب زیرلایه پروسکایت می‌شوند. از اینرو در این آزمایش از روش لایه نشانی تبخیر حرارتی برای لایه‌نشانی لایه انتقال‌دهنده حفره Znpc استفاده شده است. یک لایه ۶۵ نانومتری از ماده آبی رنگ Znpc توسط دستگاه تبخیر حرارتی تحت فشار 1.5×10^{-4} میلی بار و با آهنگ 0.1 نانومتر بر ثانیه بر روی لایه‌ها لایه‌نشانی شد. آخرین مرحله ساخت سلول‌ها، نشاندن یک لایه ۶۰ تا۱۰۰ نانومتری طلا روی لایه‌ها است. این کار با استفاده از دستگاه لایه نشانی تبخیر حرارتی انجام شده است. سلول‌ها با Znpc و بدون Znpc در شابلون بعنوان ماسک قرار می‌گیرند تا ناحیه‌ی فعال سلول‌ها کاملا مشخص باشد. ناحیه فعال برای آزمایش‌های ما ۳×۴ میلی‌متر مربع است. طلا تحت فشار 3.5×10^{-4} میلی بار و با آهنگ ۰,۲ نانومتر بر ثانیه بر روی نمونه‌ها لایه‌نشانی می‌شود.

۳- نتیجه‌گیری

منحنی‌های چگالی جریان-ولتاژ تحت تابش 1.5Am و توان تابشی $100(mW/cm^2)$ برای سلول‌های خورشیدی پروسکایتی با فتالوسیانین روی و بدون فتالوسیانین روی اندازه‌گیری شدند (شکل۲). پارامترهای فوتوولتائیک سلول شامل جریان اتصال کوتاه (J_{SC}) ، ولتاژ مدار باز (V_{OC})، عامل انباشت (FF) و بازدهی تبدیل

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

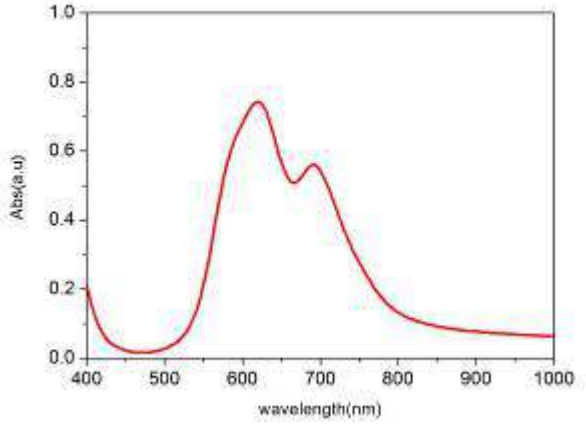
توان (η) از منحنی‌های چگالی جریان-ولتاژ استخراج شدند (جدول۱). شکل ۳ طیف UV-vis ماده انتقال‌دهنده حفره Znpc را نشان می‌دهد. نتایج بدست آمده از نمودارهای چگالی جریان-ولتاژ نشان می‌دهند که سلول‌های خورشیدی پروسکایتی با استفاده از ماده انتقال‌دهنده حفره Znpc بعنوان لایه انتقال‌دهنده حفره در مقایسه با سلول‌های خورشیدی بدون لایه انتقال‌دهنده حفره عملکرد بهتری داشته و بازدهی سلول به دو برابر مقدار بازدهی سلول‌های پایه (سلول‌های بدون Znpc) افزایش یافته است.



شکل۲: نمودار چگالی جریان-ولتاژ سلول‌های خورشیدی پروسکایتی با انتقال‌دهنده حفره Znpc (سبز رنگ) و بدون Znpc (آبی رنگ).

جدول۱: پارامترهای فوتوولتائیک سلول‌های خورشیدی پروسکایتی با Znpc و بدون Znpc .

Photovoltaic parameters	J_{SC}(mA/cm^2)	V_{OC}(mV)	FF(%)	η(%)
Without Znpc	2.125	872	29	0.63
With Znpc	4.308	900	29	1.33



شکل۳: نمودار طیف جذب UV-vis ماده انتقال‌دهنده حفره Znpc.

مراجع

[1] D. Wang, M. Wright, N. Kumar Elumalai, A. Uddin, "*Stability of perovskite solar cells*", Solar Energy Materials Solar Cells. 147, 255–275 (2016).

[2] M. I. Hossain, F. H. Alharbi, N. Tabet, "*Copper oxide as inorganic hole transport material for lead halide perovskite based solar cells*", Solar Energy. 120, 370–380 (2015).

[3] Peng Zhang and Jiang Wu, "Enhanced efficiency and environmental stability of planar perovskite solar cells by suppressing photocatalytic decomposition Journal of Materials Chemistry A (2017).

[4] Jin-Miao Wang, Zhao-Kui Wang, "Small Molecule−Polymer Composite Hole-Transporting Layer for Highly Efficient and Stable Perovskite Solar Cells" ACS Applied Materials & Interfaces, 253508 (2017).

[5] Xichang Bao, Junyi Wang, "Interface Engineering of a Compatible PEDOT DerivativeBilayer for High Performance Inverted PerovskiteSolar Cells", Advanced Materials Interfaces(2016).

[6] Shufang Wu, Ya Zheng, "Low cost and solution-processable zinc phthalocyanine as alternative hole transport material for perovskite solar cells", RSC Advances, No. 1, 13–17 (2016).

[7] Laura Caliò,a Jorge Follana-Berná, "Cu(II) and Zn(II) based Phthalocyanine as Hole selective layers for Perovskite Solar Cells", Sustainable Energy & Fuels (2017).

سلول‌های پایه ساخته شده در این کار در چندین نوبت آزمایش و تحت شرایط آزمایشگاهی و رطوبت نسبی متفاوت ساخته شده‌اند و در نتیجه بازدهی های متفاوتی گزارش شدند. بازدهی از ۰,۵ تا ۱,۵ درصد در شرایط مختلف گزارش شدند. بازدهی گزارش شده در این کار به صورت میانگین است و در هر آزمایش بازدهی سلول با انتقال‌دهنده حفره بطور متوسط به دو برابر افزایش یافته بود. در حال حاضر با کنترل شرایط آزمایشگاهی، بازدهی سلول پایه به ۲ درصد و بازدهی سلول با انتقال دهنده حفره Znpc به ۳,۷ درصد رسیده است.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

بررسی اثر سزیم روی کاهش هیسترزیس سلول‌های خورشیدی پروسکایتی

نسرین صلح طلب[۱]، وحید احمدی [۱،*]، بهرام عبدالهی نژند[۱،۳]،
[۱] ایران، تهران، دانشگاه تربیت مدرس، دانشکده برق و کامپیوتر
[۲]ایران، تهران، جهاد دانشگاهی تربیت مدرس، گروه تکنولوژی نانوذرات

چکیده - علیرغم بازدهی بالای سلول‌های خورشیدی پروسکایتی و همچنین سهولت ساخت آن‌ها، شاهد هیسترزیس درنمودار جریان – ولتاژ این سلول‌ها هستیم. در این پژوهش نشان داده می شود که با اضافه کردن سزیم به ساختار پروسکایت $CH_3NH_3PbI_3$ هیسترزیس به میزان قابل توجهی کاهش می یابد. با توجه به اینکه به طور قطعی نمی‌توان در مورد منشا هیسترزیس در پروسکایت نظر داد، کاهش هیسترزیس در ساختار مورد بررسی قرار می گیرد. بنظر می رسد کوچک بودن شعاع مهاجرت یونی Cs نسبت به کاتون ارگانیک CH_3NH_3 و بهبود ترازهای تله ای پروسکایت موجب کاهش هیسترزیس است.

کلید واژه- هیسترزیس، سلول خورشیدی پروسکایت ، فوتوولتائیک، سزیم

Effect of Cs as an Additive on Hysteresis Reduction in Perovskite Solar Cell

Nasrin Solhtalab[1], Vahid Ahmadi[1,*], Bahram Abdollahi Najand[1,3]

[1] School of Electrical and Computer Engineering, Tarbiat Modares University, Tehran-Iran.
[3] Nanomaterial Research Group, Academic Center for Education, Culture, and Research (ACECR) at TMU, Tehran-Iran.

Abstract- Despite the high efficiency of the perovskite solar cells and the ease of their fabrication process, the presence of hysteresis is still known as an important challenge of the perovskite solar cells. In this study, it is shown that this undesirable phenomenon can be considerably mitigated by adding Cs to the structure of $CH_3NH_3PbI_3$. Although the exact reason of the hysteresis is still unknown, in this work, it is ascribed to the smaller radius of ionic migration of Cs, in comparison to organic cations such as CH_3NH_3 and improving the trap levels of perovskite.

Keywords: hysteresis, perovskite solar cell, photovoltaic, cesium

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

سلول‌های خورشیدی پروسکایتی از سال ۲۰۰۹ توسط میاساکا و همکاران معرفی شدند[۱]. بازدهی این سلول‌ها با پیشرفت چشمگیری که داشته از ۳/۸٪ در سال ۲۰۰۹ ، به بیش از ۲۲٪ در حال حاضر رسیده است [۲]. ماده جاذب نور این سلول‌های خورشیدی به دلیل ضریب جذب بالا و طول نفوذ بالای حامل و حداقل بازترکیب، بسیار مورد توجه محققان قرار گرفته است. تاکنون تغییراتی در ساختار سلول و مورفولوژی لایه‌ها و روش‌های ساخت سلول برای بهبود عملکرد سلول‌ها صورت گرفته است. با این حال مشکلات مهمی از جمله پدیده هیسترزیس در منحنی جریان-ولتاژ این سلول‌ها وجود دارد. تفاوت زیادی بین منحنی جریان-ولتاژ سلول های پروسکایتی به دست آمده از اسکن مستقیم (از حالت اتصال کوتاه به مدار باز) و اسکن معکوس (از حالت مدار باز به اتصال کوتاه) وجود دارد که به آن رفتار هیسترزیس سلول گفته می‌شود. اثر هیسترزیس مشاهده شده در سلول های خورشیدی پروسکایتی مانع بزرگی برای دستیابی به حداکثر بازدهی و عملکرد سلول است.

در این تحقیق به بررسی اثر سزیم در کاهش هیسترزیس سلول های خورشیدی پرداخته می شود و نشان داده شده است که سزیم با کاهش تله های الکترونی و همچنین کاهش شعاع مهاجرت یونی سبب کاهش هیسترزیس در سلول های خورشیدی پروسکایت می شود.

۲- روش آزمایش

۲-۱- ساخت افزاره

شیشه لایه نشانی شده با FTO به عنوان بستر مورد استفاده قرار گرفت. لایه FTO به روش شیمیایی با استفاده از پودر روی و HCl الگودهی شد و سپس تحت التراسونیک با آب یون‌زدایی شده (DI) و مایع شستشو و دوپروپانول شستشو شد. وقتی که نمونه‌ها خشک شد یک لایه سدکننده حفره TiO_2 با روش لایه‌نشانی چرخشی محلول اسیدی ایزوپروپکساید تیتانیوم که در اتانول حل شده لایه نشانی شد و سپس در دمای ۵۰۰ درجه سانتی-گراد به مدت ۳۰ دقیقه پخت داده شد. نمونه ها را در محلول ۴۰ میلی مولار $TiCl_4$ در دمای ۷۰ درجه سانتی-گراد به مدت ۳۰ دقیقه غوطه‌ور می‌کنیم و بعد از آن دوباره به مدت ۳۰ دقیقه تحت دمای ۵۰۰ درجه سانتی-گراد حرارت می‌دهیم. به این ترتیب لایه فشرده یکنواختی به دست می‌آید که مانع اتصال کوتاه شدن الکترود طلا و لایه FTO می‌شود.

۲-۲- روش لایه نشانی پروسکایت

لایه پروسکایت به روش چرخشی تک مرحله‌ای، لایه-نشانی شد که در آن ۲۳۰ میلی گرم پودر یدید سرب(PbI_2) و ۷۹/۵ میلی گرم پودر متیل آمونیوم یدید(MAI) در 1 ml حلال DMF حل می‌شوند. بعد از لایه نشانی پروسکایت نمونه ها به مدت ۳ دقیقه در دمای ۷۰ درجه سانتی‌گراد و ۵ دقیقه در دمای ۱۰۰ درجه سانتی‌گراد تحت حرارت قرار گرفتند. همچنین برای بررسی اثر سزیم بر عملکرد سلول، ۱۰۴ میلی گرم (۰/۴ مولار) پودر سزیم یدید(CsI) را به محلولی که دقیقا با همان مقادیر PbI_2 و MAI بالا آماده شده بود، اضافه کردیم و روی نیمی دیگر از نمونه ها لایه نشانی کردیم.

۲-۳- لایه نشانی Spiro-OMeTAD و طلا

بعد از خنک شدن لایه پروسکایت در دمای اتاق، لایه انتقال دهنده حفره Spiro-OMeTAD به روش لایه نشانی چرخشی، لایه نشانی شد. در آخر لایه نازک طلا به ضخامت ۱۰۰ نانومتر با روش تبخیر حرارتی و با استفاده از ماسک لایه نشانی شد.

۲-۴- مشخصه‌یابی افزاره

برای مشخصه یابی جریان-ولتاژ از دستگاه شبیه ساز نور خورشید شریف سولار استفاده کردیم. همچنین برای مطالعه میکروساختار از اسکن میکروسکوپ الکترونی اثر میدانی(FE-SEM) استفاده شد. برای مطالعه نوری لایه های پروسکایت از آنالیز UV-vis Spectroscopy استفاده شد.

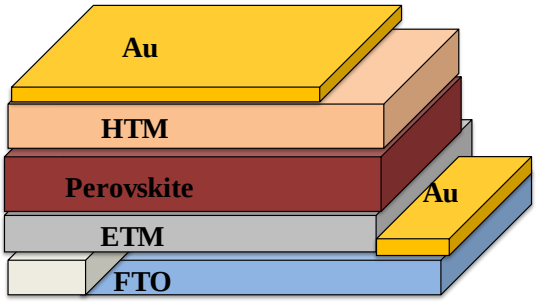
۳- نتایج و داده ها

ساختاری که روی آن مطالعه می‌کنیم ساختار صفحه‌ای مستقیم FTO/c-TiO_2/PSK/SPIRO-OMeTAD/Au است که شماتیک آن در شکل ۱-الف و همچنین تصویر

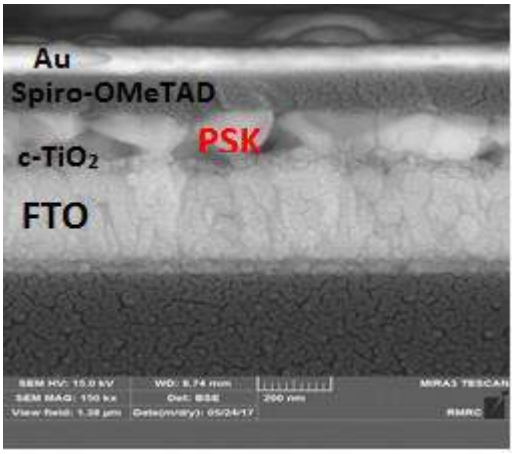
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

برشی عرضی آن در حالتی که پودر سزیم یدید به محلول اضافه کردیم، در شکل ۱-ب آمده است.

(الف)



(ب)



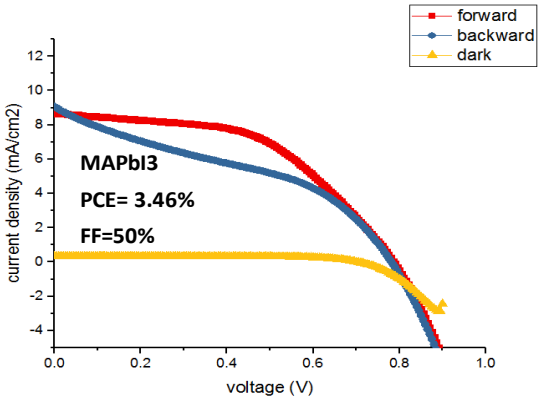
شکل ۱: (الف) شماتیک سلول خورشیدی با ساختار صفحه‌ای مستقیم. (ب) تصویر برش عرضی افزاره

۱-۳- هیسترزیس جریان-ولتاژ

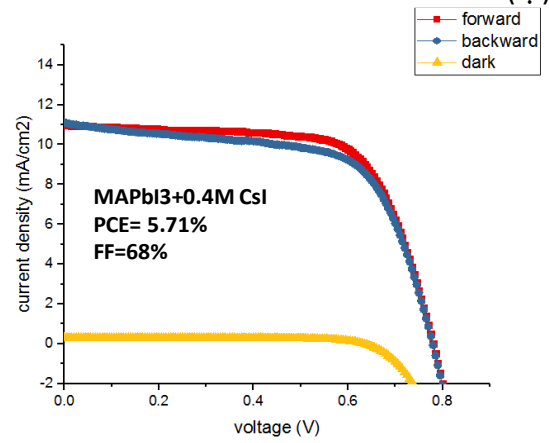
همانطور که در شکل ۲ مشاهده می شود، با افزودن سزیم، هیسترزیس به میزان قابل توجهی کاهش می یابد. نظریات متعددی برای توضیح منشاء هیسترزیس در پروسکایت ارائه شده است از جمله: جریان خازنی که به دلیل تجمع بار در سطح تماس دو لایه به وجود می-آید[۳]، به دام افتادن و آزاد شدن الکترون‌ها در نقص-هایی که در لایه فعال است[۴]، مهاجرت یون‌ها درون لایه پروسکایت[۵] و پلاریزاسیون فروالکتریک ماده پروسکایت[۶].

با وجود مطالعات زیادی که روی هسیترزیس صورت گرفته همچنان در مورد منشا این پدیده نمی‌توان با قطعیت سخن گفت. این امکان وجود دارد که کاتیون‌ها و آنیون‌ها از طریق نقص‌های کریستالی آزادانه در شبکه حرکت کنند. تحت ولتاژ مستقیم $MAPbI_3$ به صورت تجمع بارهای مثبت و منفی در نزدیکی لایه‌های انتقال دهنده‌ی الکترون و حفره قطبیده می‌شود. تجمع یون‌های مهاجرت کرده در فصل مشترک، پلاریته را تغییر می‌دهد و ادامه این تغییرات با اعمال ولتاژ در اسکن، باعث ایجاد رفتار هیسترزیس در منحنی جریان-ولتاژ می‌شود. از آنجایی که با افزودن سزیم به ساختار هیسترزیس کاهش پیدا کرده است می‌توان چنین تعبیر کرد که مهاجرت یونی در این ساختار نسبت به ساختاری که در آن فقط $MAPbI_3$استفاده شده، کاهش یافته است که دلیل آن می‌تواند کوچک‌تر بودن شعاع مهاجرت یونی Cs نسبت به کاتیون آلی باشد.

(الف)



(ب)



شکل ۲: نمودار جریان-ولتاژ افزاره در حالت (الف) بدون سزیم (ب) با سزیم.

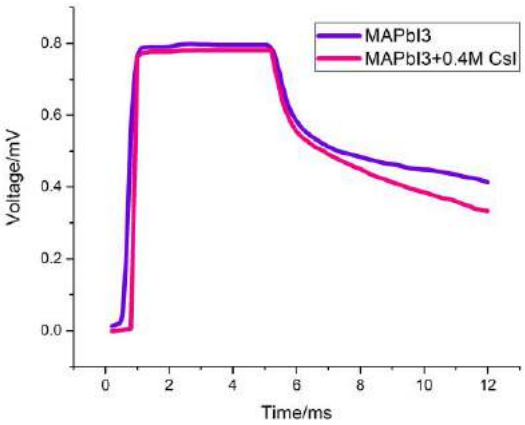
تفاوت در هیسترزیس باعث تفاوت چشمگیر در مقدار FF و PCE می‌شود. با افزایش سزیم بازده و ضریب

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

پرشوندگی نیز بهبود می یابد.

۳-۲- افت ولتاژ مدار باز

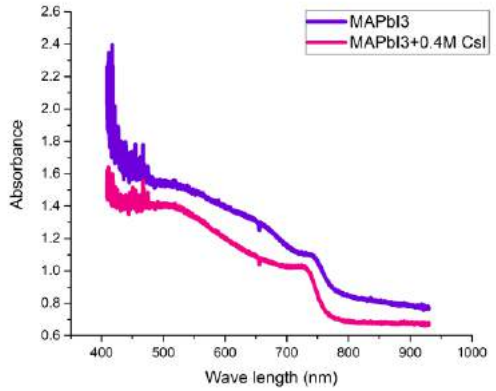
افت ولتاژ مدار باز می‌تواند ارتباط دقیق با هیسترزیس داشته باشد. وقتی که منبع نور خاموش می‌شود، حامل-های باری که در حین نوردهی در لایه پروسکایت تولید شدند، بازترکیب می‌شوند و باعث افت فوتوولتاژ می‌شوند . افت ولتاژ مدار باز در حالتی که سزیم در ساختار است با حالت بدون سزیم در شکل ۳ مقایسه شده است. در حالت بدون سزیم ولتاژ به کندی کاهش میابد که دلیل آن بارهای به دام افتاده درون ترازهای تله‌ای لایه پروسکایت است. با اضافه کردن سزیم به لایه جاذب پروسکایتی افت ولتاژ سریع تر اتفاق افتاد که دلیل آن را می‌توان بیشتر شدن میزان بازترکیب مستقیم حامل‌های بار دانست. در واقع سزیم ترازهای تله‌ای را کاهش داد که این تاثیر مستقیم روی کاهش هیسترزیس دارد.



شکل ۳: مقایسه افت ولتاژ مدار باز در حالتی که سزیم در ساختار است با حالتی که سزیم در ساختار نیست.

۳-۳- منحنی جذب

لبه جذب در حضور سزیم به سمت انرژی‌های بالاتر شیفت پیدا می‌کند که به معنی افزایش ناچیز گاف انرژی است.



شکل ۴: تغییرات جذب بر حسب طول موج در دو حالت با سزیم و بدون سزیم

۴- نتیجه‌گیری

در این پژوهش با مقایسه نمودار جریان-ولتاژ و همچنین نمودار افت ولتاژ مدار باز سلول ساخته شده بر پایه $MAPbI_3$ در حالت خاص و حالتی که ۰٫۴ مولار سزیم یدید به آن اضافه شد، اثر سزیم بر کاهش هیسترزیس مشاهده شد. که این اثر با کوچک بودن شعاع مهاجرت یونی Cs و همچنین نقش سزیم در کاهش ترازهای تله‌ای توجیه شد.

سپاسگزاری

همکاران این تحقیق از همکاری فعال خانم فاطمه انصاری و خانم پریا نظری قدردانی می کنند.

مراجع

[1] A. Kojima, K. Teshima, Y. Shirai, and T. Miyasaka, “Organometal halide perovskites as visible-light sensitizers for photovoltaic cells,” *J. Am. Chem. Soc.*, vol. 131, no. 17, pp. 6050–6051, 2009.

[2] W. S. Yang *et al.*, “Iodide management in formamidinium-lead-halide–based perovskite layers for efficient solar cells,” *Science (80-.).*, vol. 356, no. 6345, pp. 1376–1379, 2017.

[3] “Origin of J-V Hysteresis in Perovskite Solar Cells,” 2016.

[4] Y. Shao, Z. Xiao, C. Bi, Y. Yuan, and J. Huang, “Origin and elimination of photocurrent hysteresis by fullerene passivation in CH3NH3PbI3 planar heterojunction solar cells,” *Nat. Commun.*, vol. 5, pp. 1–7, 2014.

[5] W. Tress, N. Marinova, T. Moehln,. Nazeeruddin, and M. Grätzel, “Understanding the rate-dependent J–V hysteresis, slow time component, and aging in CH $_3$ NH $_3$ PbI $_3$ perovskite solar cells: the role of a compensated electric field,” *Energy Environ. Sci.*, vol. 8, no. 3, pp. 995–1004, 2015

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

رویه نگاری گرداب واداشته‌ی ایستور با استفاده از روش بازتاب‌سنجی طرح تناوبی

ملیحه سردیوند چگینی[۱]، سیف‌اله رسولی[۱و۲]، و جوزف ج. نیملا[۳]

۱- دانشکده فیزیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان، زنجان، ایران
۲- پژوهشکده اپتیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان، زنجان، ایران
۳- مرکز بین‌المللی فیزیک نظری عبدالسلام، تریست، ایتالیا

چکیده – در این کار با استفاده از روش بازتاب‌سنجیِ طرح تناوبی، رویه‌ی گرداب واداشته‌ی ایستور در آب تعیین می‌شود. برای تولید چنین گردابی مخزنی با دبی ورودی و خروجی قابل کنترل طراحی و ساخته شده است. اگر دبی ورودی و خروجی برابر باشد، جریان سیال در حول محور دریچه‌ی خروجی به شکل گرداب واداشته‌ی ایستور خواهد شد. مخزن به شکل یک استوانه قایم است که دریچه در مرکز آن تعبیه شده است. طرح یک توری سینوسی که با گام مشخص تهیه شده است در یک سمت ظرف آب شامل گرداب قرار می‌گیرد و در طرف مقابل دستگاه تصویربرداری قرار داده می‌شود. از روی سطح گرداب طرح توری بازتابیده می‌شود و یک عدد دوربین تصویرِ توری را در دو وضعیت حضور و در غیاب گرداب وقتی که سطح آب کاملاً آرام و مسطح است ثبت می‌کند. برای تحلیل تصاویر ثبت شده از تبدیل فوریه و تحلیل آن استفاده می‌شود. با تفاضل نقش فاز طرح‌های ثبت شده در دو وضعیت نبودن گرداب و حضور گرداب، رویه گرداب تعیین می‌شود. با توجه به شباهت معادلات ریاضی حاکم بر افق رویداد یک سیاهچاله‌ی چرخان و گرداب‌های ناشی از یک سیال کلاسیکی، تعیین رویه‌ی چنین گردابی حائز اهمیت است.

کلید واژه- رویه‌نگاری، گرداب، بازتاب‌سنجی طرح تناوبی، تبدیل فوریه

Forced and stationary water vortex surface profilometry using fringe reflectometry

Malihe Sardivand Chegini[1], Saifollah Rasouli[1, 2], and Joseph J. Niemela [3]

1-Department of Physics, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences (IASBS), Zanjan 45137-66731, Iran

2-Optics Research Center, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences (IASBS), Zanjan 45137-66731, Iran

3-The Abdus Salam International Centre for Theoretical Physics (ICTP), Trieste, Italy

Abstract- In this research, we use fringe reflectometry method in the determination of water surface profile when a forced and stationary vortex is formed into a water vessel having equal input and output debits. In the experiment, we get two images from a sinusoidal grating after reflecting from the water surface at two cases, when water is static and its surface is flat and when a water vortex is created into the water and its surface gets a non-flat profile. We use Fourier analysis technique for analyzing the recorded images of the grating in both states of the water surface. From that, profile of the water surface in the presence of vortex is determined. For creating a forced and stationary vortex into the water vessel, a specific reservoir preparing controllable input and output debits has been designed and constructed. For the case, the input and output debits are equal, the fluid flow becomes as a forced stationary vortex. In spite of numerous applications of the proposed method, since mathematics of the vortex caused by a classical fluid is similar to those of a black hole horizon, our results may be considered in this area.

Keywords: Topography, Vortex, Reflectometry, Fourier transform

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

تعیین شکل رویه‌ی خارجی اشیاء را رویه‌نگاری یا توپوگرافی می‌گویند. امروزه رویه‌نگاری یکی از موضوعات پراهمیت در کنترل کیفیت، اتوماسیون صنعتی، اندازه‌گیری نمایه‌ی سطوح، کالیبراسیون و تطبیق مطالعه‌ی آناتومی انسان و تصویربرداری سه بعدی اجسام است[۱]. تاکنون از سطوح ثابتی چون سطح بطری [۲]، آینه‌ی تخت [۳] و آینه‌ی کروی [۴] رویه‌نگاری شده است. این اندازه‌گیری‌ها تنها منحصر به سطوح ایستا نیست بلکه می‌توان با استفاده از الگوریتم‌های مناسب، این اندازه‌گیری‌ها بر روی سیستم پویا از جمله سیالات نیز صورت بگیرد[۶و۵] . از آنجایی که در سطوح پویا هم‌چون سطوح برخی سیالات به دلیل شفافیت و رونده بودن سیال، هم‌چنین بازتاب آینه‌ای سطح، پیدا کردن شیب و ارتفاع سطح و در نتیجه دستیابی به ساختار سه بعدی سطح سیال کار دشواری است، رویه‌نگاری از سیالات مورد توجه قرار گرفته است.

در رویه‌نگاری از روش‌های مختلفی مانند تداخل‌سنجی و تکنیک ماره استفاده می‌شود[۸-۷]. در این کار به دلیل چیدمان آزمایشگاهی ساده، ارزان بودن ابزار آلات مورد استفاده و هم‌چنین دقت میکرومتری از روش بازتاب طرح تناوبی یا انحراف اندازه‌گیری فاز استفاده کرده‌ایم.

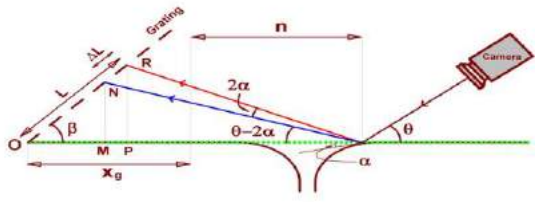
در این روش، تصویر طرح تناوبی توسط سیستم تصویرساز به نحوی ثبت می‌شود که باریکه‌های تصویر ساز از سطح مورد مطالعه، انعکاس یافته باشند. با تغییر شیب سطح، الگوی فریزها نیز تغییر می‌کند که می‌توان با توجه به آن شیب سطح را در هر پیکسل پیدا کرد. به این صورت که دوربین تصویر فریزهای تغییر کرده را ثبت می‌کند، سپس با روش‌های متداولی چون تغییر فاز، روش مبتنی بر پربندی ماره یا ردیابی فریز و تبدیل فوریه تصاویر ثبت شده تحلیل می‌شوند. در نهایت نمایه‌ی سطح با دقت و حساسیت بالا، هم‌چنین سرعت بالا در تصویر برداری از سطح استخراج می‌گردد. در این کار به دلیل دقت و حساسیت بالا نسبت به تغییرات نقش فریز روی اجسام، هم‌چنین توانایی تمایز بین پستی و بلندی سطوح اجسام، برای تحلیل فریزهای ثبت شده از سطح، از روش تحلیل فوریه استفاده کرده ایم.

این پژوهش به ما در شناخت توپولوژی گرداب کمک می‌کند. هم‌چنین با توجه با اینکه معادلات حاکم بر گرداب به معادلات ریاضی افق رویدادهای سیاهچاله نزدیک است[۹]، این مسأله از اهمیت بالایی برخوردار است.

۲- مبانی ریاضی

اساس کار رویه‌نگاری در این پژوهش بر حسب جابه‌جایی تصویر فریزها در دو حالت آب ساکن و گردابی نسبت به یکدیگر است. آب ساکن مانند آینه‌ی تخت عمل می‌کند. در حالتی که سطح دارای انحنا و گردابی شکل باشد، سطح را متشکل از آینه‌های تختی در نظر می‌گیریم که هر یک از این آینه‌ها نسبت به افق به اندازه‌ی زاویه‌ی α چرخیده است. با فرض اینکه در هر نقطه از سطح که پرتو فرودی به آن نقطه برخورد کرده، سطح به میزان α چرخیده باشد مسئله را حل می‌کنیم. می‌دانیم برای تشکیل تصویر حداقل دو پرتو نیاز است. در اینجا برای سادگی پرتوی را در نظر می‌گیریم که با زاویه‌ی θ به سطح آب برخورد کرده است.

شکل ۱ را در نظر بگیرید. پرتو اولیه با زاویه θ تابیده و به اندازه‌ی L تا محل تلاقی توری با سطح افق فاصله دارد. پرتو ثانویه وقتی گرداب شکل گرفته به میزان ΔL جابه‌جا و 2α چرخیده است. در این شکل منظور از X_g فاصله‌ی نقطه تلاقی توری با سطح افق تا ابتدای مخزن و n برابر با فاصله‌ی اول مخزن تا نقطه‌ای است که پرتو فرودی به آنجا تابیده است. ضمن اینکه توری با سطح افق زاویه‌ی β را تشکیل می‌دهد.



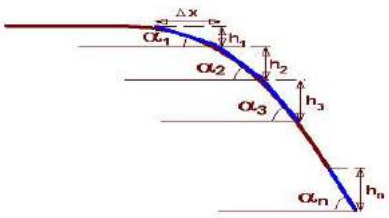
شکل ۱. شمایی از هندسه‌ی حاکم بر مسئله در حالت فریزهای افقی.

با توجه به دو مثلث OMN و OPR می‌توانیم α را از رابطه‌ی زیر به‌دست آوریم:

$$\alpha = -\frac{1}{2}\left[\tan^{-1}\left(\frac{(L-\Delta L)\sin\beta}{X_g-(L-\Delta L)\cos\beta+n}\right)-\frac{L\sin\beta}{X_g-L\cos\beta+n}\right] \quad (۱)$$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

سطح آب از آرایه‌های بازتاب‌کننده‌ی نور تشکیل شده است. هر پیکسل از سیستم تصویر ساز با کوچکترین عنصر قابل تشخیص بر سطح آب متناظر است. لذا تغییرات ارتفاع سطح آب در حضور گرداب را با توجه به شکل ۲ می‌توان از رابطه‌ی(۲) به‌دست آورد.



شکل۲. تغییر هر عنصر از سطح گردابی شکل به اندازه‌یα.

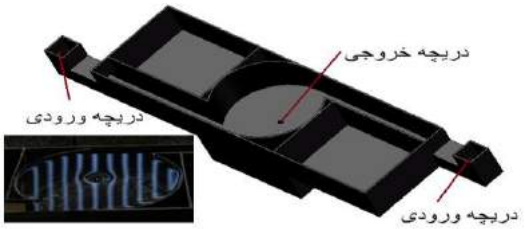
$$H_i = \sum_{j=1}^{i} h_j = \sum_{j=1}^{i} \tan\alpha_j \times \Delta x \qquad (۲)$$

اگر توری را به اندازه‌ی ۹۰ درجه بچرخانیم یعنی خطوط توری از حالت افقی به حالت قائم در بیاید آنگاه می‌توان α را از رابطه‌ی زیر به‌دست آورد:

$$\alpha = 0.5 \times \left[\theta - \tan^{-1}\left(\frac{X - \Delta L}{OZ} \right) \right] \qquad (۳)$$

۳- بخش تجربی

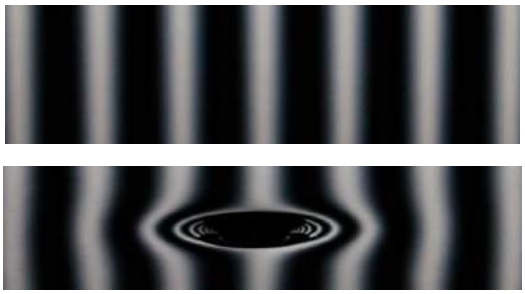
گام اول در پیش‌برد این مسأله ایجاد گرداب واداشته‌ی ایستور است. بدین منظور از یک مخزن مستطیل شکل با دو ورودی در دیواره‌های کناری و یک خروجی در بخش تحتانی استفاده شد (شکل ۳).



شکل ۳. مخزن استفاده شده برای تولید گرداب واداشته ایستور.

آب توسط یک پمپ (Ns980, 35W, Qmax:2000 L/H) به ورودی‌های مخزن پمپاژ می‌شود. سپس آب پمپاژ شده، از طریق دهانه‌ی خروجی‌ای که در بخش تحتانی ظرف تعبیه شده است، خارج می‌گردد. مخزن مذکور از نظر ابعاد، ارتفاع آب، دبی ورودی و خروجی، هم‌چنین قطر دریچه‌ها و موقعیتشان طوری طراحی شده که حرکت گردابی پایداری تولید نماید.

به منظور تعیین رویه گرداب تولید شده، از یک توری سینوسی با تعداد ۲/۷ خط در سانتیمتر برای فریزهای قائم و ۱/۴ خط در سانتیمتر برای فریزهای افقی که در یک سمت مخزن و بالای سطح قرار داده شده بود استفاده گردید (شکل ۳). این توری صفحه نمایشگر یک کامپیوتر است که تصویر توری بر روی آن نقش بسته است که هم زمان نقش منبع نوری را نیز ایفا می‌نماید. در سمت مقابل یک دوربین عکس‌برداری (Canon 1100D) برای ثبت تصویر توریِ تشکیل شده بر روی گرداب، تعبیه گردید. دو تصویر از سطح آب در غیاب و حضور گرداب مانند شکل ۴ ثبت می‌کنیم.در غیاب گرداب سطح آب مانند آینه تخت عمل می‌کند، لذا خطوط توری در تصویر صاف و هم‌اندازه هستند. در حضور گرداب با توجه به انحنای موجود در جداره‌ی داخلی گرداب، تصویر سمت راست توری در جداره‌ی چپ و تصویر سمت چپ توری در جداره‌ی راست تشکیل می‌گردد. هم‌چنین مشاهده می‌شود که در کناره‌های گرداب خطوط توری دچار انحنا می‌گردند.



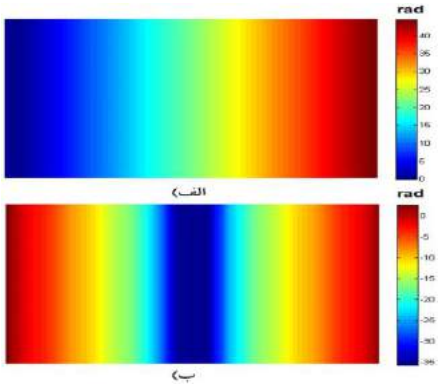
شکل ٤. الگوی فریزهای ثبت شده از سطح آب.

۴- تحلیل داده

به منظور تعیین شیب و تغییرات ارتفاع سطح گردابه نیاز به تحلیل تصویر فریزهای ثبت شده پس از انعکاس از سطح آب داریم. برای تحلیل تصاویر ثبت شده از یک کد که در نرم‌افزار MATLAB و بر پایه تحلیل فوریه نوشته شد، استفاده کردیم. یک سطر دلخواه از تصویر مرجع در نظر می‌گیریم و با استفاده از روش فوریه، توزیع فاز در امتداد عمود بر راستای فریزها را استخراج می‌کنیم. سپس توزیع فاز ناشی از گرداب را به‌دست می‌آوریم. توزیع فاز سطح آب ساکن و سطح آب گردابی شکل پس از

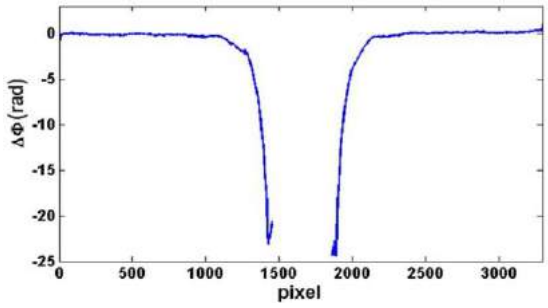
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

پیوسته‌سازی مطابق با شکل ۵ خواهد شد.



شکل ۵. توزیع فاز نقش توری الف) در غیاب و ب) در حضور گرداب.

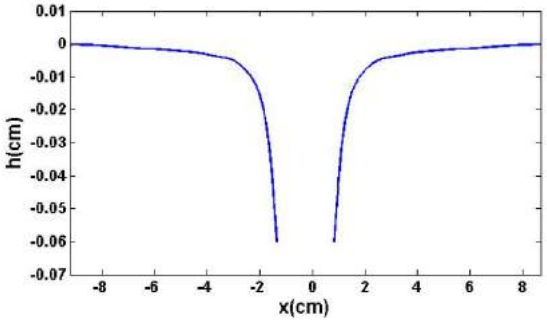
برای محاسبه فاز خالص ناشی از رویه گرداب، توزیع فاز نقش توری در حضور و غیاب گرداب را از یکدیگر کم می‌کنیم (شکل ۶).



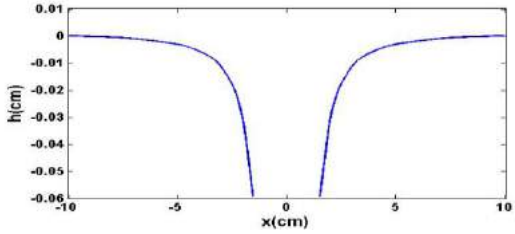
شکل ۶. نمایه‌ی توزیع فاز ناشی از جابجایی تصویر نقش توری.

با توجه به روابط (۲) و (۳) می‌توان تغییر ارتفاع سطح آب را در حضور گرداب مطابق شکل ۷ به‌دست آورد.

با توجه به این تحلیل می‌توان رویه‌ی گرداب را برای فریزهای افقی در توری مطابق شکل ۸ نمایش داد.



شکل ۷. رویه‌ی گرداب واداشته‌ی ایستور.



شکل ۸. رویه گرداب واداشته ایستور.

۵- نتیجه‌گیری

در این پژوهش رویه‌ی گرداب واداشته‌ی ایستور را با استفاده از بازتاب طرح تناوبی استفاده کردیم. این روش به دلیل چینش آزمایشگاهی ساده و کم هزینه، عدم نیاز به واسنجی و وسایل اپتیکی پیچیده، روش مناسبی است. برای تحلیل تصاویر از تبدیل فوریه‌ی طرح تناوبی-سطح‌سنج (FTP) که از حساسیت بالاتری نسبت به سایر روش‌ها برخوردار است، استفاده کردیم. به دلیل شباهت‌های معادلات ریاضی حاکم بر افق رویداد سیاه‌چاله چرخان و گردابه‌های ناشی از سیال کلاسیکی این مسئله از اهمیت بالایی برخوردار است.

مراجع

[۱] خسرو معدنی پور، توپوگرافی و توموگرافی ماره، درسنامه کارگاه تکنیک ماره و کاربردها-دانشکده فیزیک دانشگاه تهران و انجمن فیزیک ایران، ۲۲ آبان‌ماه ۱۳۹۳.

[2] Mitsuo Takeda and Kazuhiro Mutoh, "Fourier transform profilometry for the automatic measurement of 3-D object shapes," Appl. Opt. 22, 3977-3982 (1983).

[3] Huimin Yue, Yuxiang Wu, Biyu Zhao, Zhonghua Ou, Yongzhi Liu, and Yong Liu, "A carrier removal method in phase measuring deflectometry based on the analytical carrier phase description," Opt. Express 21, 21756-21765 (2013).

[4] Yan Tang, Xianyu Su, Yuankun Liu, and Hailong Jing, "3D shape measurement of the aspheric mirror by advanced phase measuring deflectometry," Opt. Express16, 15090-15096 (2008).

[5] Lei Huang, Chi Seng Ng, and Anand Krishna Asundi, "Dynamic three-dimensional sensing for specular surface with monoscopic fringe reflectometry," Opt. Express19, 12809-12814 (2011).

[6] Wenxiong Shi, Xianfu Huang, and Zhanwei Liu, "Transmission-lattice based geometric phase analysis for evaluating the dynamic deformation of a liquid surface," Opt. Express 22, 10559-10569 (2014).

[7] Bharat Bhushan, James C. Wyant, and Chris L. Koliopoulos, "Measurement of surface topography of magnetic tapes by Mirau interferometry," Appl. Opt. 24, 1489-1497 (1985).

[8] H. Takasaki, "Moiré Topography," Appl. Opt. 9, 1467-1472 (1970).

[9] Visser, Matt, and Silke Weinfurtner. "Vortex analogue for the equatorial geometry of the Kerr black hole." Classical and Quantum Gravity 22.12 (2005): 2493.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

طراحی و شبیه‌سازی لایه‌های هسته و پوشش برای مدولاتور الکترو- اپتیک پلیمری

سمانه حامدی[۱] و امیدرضا دانشمندی [۲]

[۱]دانشکده مهندسی برق و الکترونیک، دانشگاه صنعتی شیراز ، شیراز، ایران (hamedi@sutech.ac.ir)
[۲]پژوهشگاه فضایی ایران، پژوهشکده مکانیک، شیراز، ایران (daneshmandi@isrc.ac.ir)

چکیده - در این مقاله ضخامت لایه‌های هسته و پوشش بکار رفته برای ساخت یک مدولاتور موجبری الکترو-اپتیک پلیمری بر روی زیرلایه سیلیکون طراحی و شبیه‌سازی شده است. برای شبیه‌سازی پارامترهای مختلف این مدولاتور معرفی شده از روش انتشار پرتو *(BPM)* استفاده شده است. ضخامت مناسب لایه هسته برای ساختن موجبر در عمق فیلم، ضخامت کافی لایه‌های پوشش بالایی و پایینی برای کاهش تلفات ناشی از جذب نور توسط الکترود فلزی، ضریب شکست بالای زیرلایه و از طرفی افزایش بازدهی مدولاسیون محاسبه شده است. ضخامت لایه پوشش به‌گونه‌ای تعیین شده است که به ازای تزویج نور لیزر با طول‌موج ۹۸۰ نانومتر و قطبش *TM*، کمتر از ۱۰٪ دامنه مود اصلی موجبر به لایه‌های پوشش برسد. برای زیرلایه سیلیکون پوشانده شده با SiO_2 به ضخامت ۴۰۰ نانومتر، لایه هسته با ضریب شکست ۱/۶۳ و ضخامت ۳ میکرومتر بین دو لایه پوشش زیر و رو به ضریب شکست ۱/۵۱ و ضخامت‌های به ترتیب ۱ و ۱/۵ میکرومتر طراحی شده است.

کلید واژه- مدولاتور، موجبر، ضریب شکست، الکترو- اپتیک

Design and simulation of Core and Cladding Layers for Polymeric Electro-Optic Modulator

Samaneh Hamedi[1] and Omidreza Daneshmandi[2]

[1]Electrical and Electronic Department of Shiraz University of Technology
[2]ISRC

Abstract- In this paper the thickness of core and cladding layers to fabricate a polymer Electro-Optic waveguide modulator is designed and simulated. To simulate the various parameters of this introduced modulator the beam propagation method (BPM) is used. The enough thickness of the core layer is chosen to fabricate the waveguide in depth of the film. The thickness of top and bottom cladding layers is adjusted to reduce the optical loss arising from absorption loss in the metal electrode and the high refractive index of the substrate. By this adjustment the modulation efficiency will be increased. The cladding layers thickness is defined as coupling 980nm laser light with TM polarization into the waveguide that about 10 percent of the peak value of the evanescent field of the fundamental mode extends into cladding layers. A Si substrate coated with SiO2 in a thickness of 400nm is used. For a core layer with refractive index of 1.63 and thickness of 3μm, the thickness of bottom and top cladding layers with refractive index of 1.51 are designed to be 1μm and 1.5μm respectively.

Keywords: modulator, waveguide, refractive index, electro-optic

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

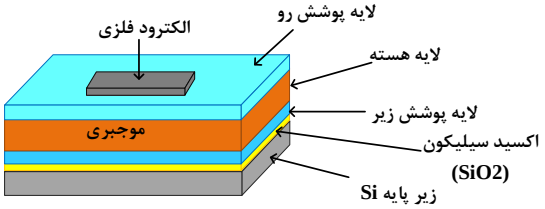
۱- مقدمه

مدارهای مجتمع نوری در تمام سطوح تکنولوژی نوری بهویژه در مخابرات نوری، مدولاتورهای نوری، پردازش تصویر و حسگرهای نوری کاربرد دارند[۱, ۲]. مدلاتور الکترو-اپتیک به عنوان عنصر اصلی یک فرستنده نوری قابلیت تبدیل سیگنال‌های الکتریکی به نوری برای انتقال از طریق شبکه‌های مخابرات نوری سریع را دارد[۳]. با توجه به ضریب الکترو-اپتیک بالای پلیمرها در مقایسه با بیشینه ضریب الکترو-اپتیک کریستال‌های غیرخطی، این مواد برای استفاده در ادوات الکترو-اپتیک مناسب هستند. [۴]. مواد پلیمری ثابت دی‌الکتریک کم، پاشندگی کم، پاسخ الکترونیکی سریع و ساخت ساده و کم هزینه دارند[۵-۷].

یک نکته مهم قبل از ساختن مدولاتور، آماده سازی بستر مناسب برای ایجاد شرایط موجبری موثر است. این بستر شامل یک لایه هسته با ضریب شکست بالاتر از لایه پوشش است که باید ضخامت آن طوری تنظیم شود که تعداد مودهای تزویج شده در آن حداکثر دو یا سه مود باشد[۸]. از طرفی ضخامت لایه‌های پوشش بر روی دو کمیت مهم مدولاتور مانند ولتاژ مدولاسیون و تلفات نوری ناشی از جذب در الکترود فلزی و زیرلایه تأثیر می‌گذارد[۹]. لایه‌ای که به‌عنوان پوشش زیر استفاده می‌شود در حبس توان پرتو در هسته و افزایش چسبندگی لایه پلیمری بر روی زیرلایه نقش دارد. در ضمن چون بر روی سطح فیلم الکترود لایه‌نشانی می‌شود، لایه پوشش بالا باید به حد کافی ضخامت داشته باشد که مود انتشاری نور به الکترودها نرسد که منجر به افزایش توان اتلافی و قطع مود انتشاری موجبر شود. همچنین این لایه باید به حدی نازک باشد که حالت موجبری پرتو در زیر آن مشاهده شود و مانع از هدایت نور در لایه هسته نشود. ازآنجایی‌که موجبرها معمولاً بیشتر از چند سانتی‌متر طول ندارند، مقدار قابل‌قبول تلفات ۱dB/cm است که متاثر از ۲۰٪ تلفات در محدوده ۱ سانتی‌متری طول موجبر است[۱۰]. در این مقاله ضخامت لایه پوشش با استفاده از روش انتشارپرتو برای موجبر دو بعدی (BPM) به‌گونه‌ای تعریف شده که کمتر از ۱۰٪ بیشینه دامنه میدان میراشونده از مود اصلی موجبر به لایه‌های پوشش برسد.

۲- ساختار موجبر و مشخصات مواد پلیمری

در شکل (۱) ساختار فیلم پلیمری چندلایه برای استفاده در مدولاتور الکترو-اپتیک موجبری را نشان می‌دهد. همانطور که در شکل نشان داده شده است ساختار شامل یک لایه هسته و دو لایه پوشش است که بر روی زیرلایه سیلیکون پوشانده شده با SiO_2 نشانده می‌شوند. ماده لایه هسته کروموفور آزو Disperse Red1 (DR1) به‌صورت مهمان/ میزبان با غلظت ۱۰ درصد وزنی در محلول پلیمری Poly (pyromellitic dianhydride-co-4, 4′- oxydianiline), amic acid solution (PAM) ، حل می‌شود. این پلیمر در طول موج ۹۸۰ نانومتر دارای ضریب شکست ۱/۶۳ است. با توجه به ضریب شکست پلیمر لایه هسته برای انتخاب لایه پوشش باید موادی که دارای ضریب شکست کمتر از ۱/۶۳ هستند استفاده شود. برای لایه پوشش از PAM و Polyvinyl Alcohol (PVA) می‌توان استفاده کرد که در طول‌موج ۹۸۰ نانومتر به ترتیب دارای ضریب شکست ۱/۵۱۴ و ۱/۶۱۴ هستند.



شکل ۱: ساختار فیلم پلیمری چندلایه تهیه‌شده برای ساخت موجبر

۳- نتایج شبیه‌سازی

ضخامت لایه هسته حدود ۳ میکرومتر فرض شده که حداکثر تعداد مودهای قابل انتشار آن ۳ مود می‌باشد. محبوس شدن نور در لایه هسته با افزایش اختلاف ضریب شکست لایه‌های هسته و پوشش افزایش می‌یابد. با افزایش تمرکز پرتو در لایه هسته، لایه‌های پوشش می‌توانند نازک‌تر انتخاب شوند که منجر به کاهش ضخامت کل قطعه و ولتاژ مدولاسیون می‌شود. اما آنچه که در این مقاله برای طراحی در نظر گرفته شده است بر اساس مواد پلیمری در دسترس است. ضخامت لایه پوشش زیر، به دلیل جذب نور توسط ضریب شکست بالای سیلیکون حائز اهمیت است. سیلیکون(n-type Si) در طول‌موج ۹۸۰ نانومتر ضریب شکست ۳/۵+j۰/۰۰۰۵ دارد. برای تهیه فیلم‌های پلیمری بر روی زیرلایه سیلیکون پوشانده شده با SiO2 (به‌عنوان لایه پوشش) ابتدا حالتی فرض شد

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

که فیلم پلیمری هسته مستقیماً بر روی SiO_2 لایه نشانی شود. بنابراین یک موجبر سه لایه شامل Si/SiO2/Polymer طراحی و تزویج نور لیزر۹۸۰ نانومتر به ازای ضخامت‌های متفاوت SiO2 بررسی شد. در این طول‌موج ضریب شکست SiO2، ۱/۴۵ است. برای اینکه تلفات انتشاری به‌دست آمده فقط ناشی از الکترود فلزی باشد در مدل‌سازی فرض شده که لایه‌های هسته و پوشش بدون تلفات باشند. با توجه به داده‌های به‌دست آمده به ازای تلفات انتشاری ۰/۱dB/cm ضخامت ۱/۵ میکرومتر برای SiO2 به‌دست آمد. با فرض ضخامت ۴۰۰ نانومتری لایه SiO2 که در این ضخامت فقط ۴۰٪ توان ورودی لیزر به انتهای موجبر خواهد رسید. برای کاهش جذب مود نور میراشونده توسط سیلیکون و همچنین برای چسبندگی بهتر لایه هسته به زیرلایه لازم است یک لایه پلیمری بر روی SiO2 نشانده شود. با توجه به ضریب شکست لایه هسته، هر دو ماده PAM و PVA برای لایه پوشش مناسب می‌باشند. ابتدا ضخامت لایه‌های پلیمری پوشش زیر با کمترین تلفات محاسبه شد و پس از به‌دست آمدن ضخامت بهینه لایه پوشش زیر، لایه پوشش روی هسته و دقیقا زیر الکترود فلزی شبیه‌سازی شده است. درصد توان نور خروجی به ازای ضخامت‌های متفاوت لایه‌های پوشش زیر برای زیرلایه سیلیکون در جدول (۲) خلاصه شده است.

جدول۲: ضخامت لایه پوشش زیر و توان نور خروجی موجبر چندلایه به طول ۱ سانتی‌متر.

نوع ماده	ضخامت لایه پوشش زیرین (μm)	درصد توان نور خروجی به نور ورودی (%)
SiO2(400nm)/PAM(n=1.61)/ Polymer (3μm)n=1.63	۰/۵	۸۲
	۱	۸۷
	۱/۵	۹۰
	۲	۹۱
	۲/۵	۹۳
	۳	**۹۵**
SiO2(400nm)/PVA(n=1.51)/ Polymer (3μm)n=1.63	۰	۷۵
	۰/۵	۹۸
	۱	**۹۹/۵**

با توجه به نتایج به‌دست آمده در جدول (۲) به ازای ۹۵٪ بازدهی توان نور خروجی ضخامت ۳ میکرومتر برای PAM و ضخامت حداقل۱ میکرومتر به ازای ۹۹٪ توان نور تزویج شده برای PVA به‌دست آمده است. با توجه به نتایج هرچه اختلاف ضریب شکست لایه‌های هسته و پوشش بیشتر باشد ضخامت لایه پوشش می تواند کاهش یابد. پس از محاسبه ضخامت لایه پوشش زیر، با ثابت در نظر گرفتن این ضخامت به بررسی ضخامت لایه پوشش رو به ازای تلفات جذب کمتر از ۱۰٪ نور ورودی به الکترود فلزی پرداخته شده که نتایج آن در جدول (۳) خلاصه شده است.

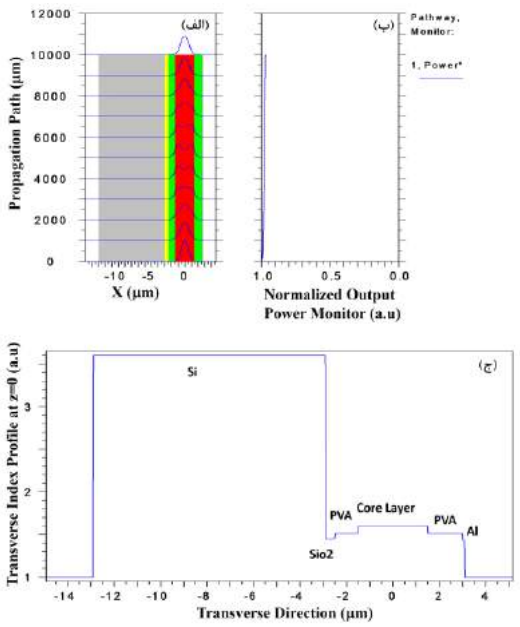
جدول۳: ضخامت لایه پوشش روی لایه هسته و توان نور خروجی موجبر به توان نور خروجی موجبر چندلایه به طول ۱ سانتی‌متر.

نوع ماده	ضخامت لایه پوشش رو (μm)	درصد توان نور خروجی به نور ورودی (%)
Sio2(400nm)/PAM(3μm)n=1.61/ Polymer(3μm)n=1.63/ PVA(n=1.51)/Al(100nm)	۰/۵	۸۵
	۱	۸۸
	۱/۵	۹۴
	۲	**۹۵**
Sio2(400nm)/PVA(1μm) n=1.51/ Polymer (3μm) n=1.63/ PVA(n=1.51)/Al(100nm)	۰	۴۸
	۰/۵	۸۶
	۱	۹۸
	۱/۵	**۹۹/۷**

الکترود فلزی لایه‌نشانی شده برای اعمال ولتاژ مدولاسیون آلومینیوم با ضریب شکست مختلط ۹/۳j+۱/۴۳ است. مقدار مجازی ضریب شکست وابسته به ضریب جذب در مرتبه $۱۰^{۶}cm^{-1}$ است که به سرعت میدان‌های میرای هر مود نوری را کاهش می‌دهد. با توجه به نتایج حاصل‌شده به ازای ضخامت ۱۰۰ نانومتر آلومینیوم به عنوان الکترود فلزی، در صورتی که هیچ لایه پوشش رو وجود نداشته باشد بیش از۵۰٪ توان ورودی جذب الکترود خواهد شد. برای لایه پوشش رو از PVA که دارای ضریب شکست کمتری است استفاده شده که تلفات کاهش یابد. درحالی‌که لایه پوشش زیر، PAM به ضخامت ۳ میکرومتر باشد به ازای ۲ میکرومتر PVA به عنوان لایه پوشش رو، تلفات ۵٪ به‌دست می‌آید. با داشتن PVA به عنوان لایه

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

پوشش زیر، ضخامت ۱/۵ میکرومتر برای لایه پوشش رو و تلفات کمتر از ۰/۵٪ به‌دست آمده است. نتایج شبیه‌سازی نشان می‌دهد که لایه PVA یک لایه پوششی مناسب‌تر از PAM است. زیرا با توجه به شبیه‌سازی‌های انجام شده ضخامت و تلفات کمتر به‌دست آمده است. بنابراین برای زیرلایه سیلیکون بهترین نوع لایه‌های پوشش و هسته با کمترین تلفات برای ساخت موجبر چند لایه انتخاب شده است. تصویر موجبر چندلایه و توان نور لیزر ۹۸۰ نانومتر منتشر شده در راستای طولی موجبر با کمترین تلفات انتشاری در شکل (۲) نشان داده شده است.



شکل۲: الف) انتشار نور لیزر ۹۸۰ نانومتر در موجبر ۵ لایه (Si/Sio2/PVA/EO-Polymer/PVA/Al) به طول۱ سانتی‌متر. لایه-های پوشش پایین (سبز) و بالا (سبز) به ترتیب ۱ و ۱/۵ میکرومتر تنظیم شده‌اند که توان نور منتقل شده به خروجی موجبر تقریباً ۹۹٪ توان نور تزریق شده است. لایه هسته (قرمز) به ضخامت ۳ میکرومتر است، ب) توان کل نرمالیزه شده خروجی به میدان الکتریکی نور ورودی. و ج) پروفایل ضریب شکست مقطع عرضی موجبر در z=0

لایه‌ها به ترتیب از سمت چپ شامل Si/Sio2/PVA/EO-Polymer/PVA/Al است. پروفایل ضریب شکست لایه‌ها نیز در شکل(۲ج) نشان داده شده است که با توجه به تصویر، لایه هسته با ضریب شکست ۱/۶۳ بین دو لایه پوشش به ضریب شکست ۱/۵۱ ساندویچ شده که اختلاف ضریب شکست ۰/۱۲ برای موجبری دارند. بنابراین برای موجبری با تلفات انتشاری حدود ۲٪ حداقل ضخامت نهایی فیلم طراحی شده، ۶ میکرومتر است.

۴- نتیجه‌گیری

در این مقاله برای ساخت مدولاتورهای الکترو-اپتیک روی زیرلایه سیلیکون پوشانده شده با SiO2 به ضخامت ۴۰۰ نانومتر و الکترود فلزی به منظور ایجاد شرایط موثر موجبری و حداقل تلفات، لایه‌های هسته و پوشش طراحی و شبیه‌سازی شد. در این طراحی و با توجه به نتایج شبیه سازی، به ازای طول موج ۹۸۰ نانومتر، برای لایه هسته به ضریب شکست ۱/۶۳ پلیمر PVA با ضریب شکست ۱/۵۱ به عنوان لایه پوشش زیر و رو به ترتیب ضخامت‌های ۱ میکرون ۱/۵ میکرومتر انتخاب شد. با توجه نتایج حاصل شده اختلاف ضریب شکست بیشتر بین هسته و پوشش منجر به کاهش ضخامت لایه هسته و تلفات کمتر می-شود. برای موجبری با بازدهی نور خروجی حدود ۹۸٪ حداقل ضخامت نهایی فیلم طراحی شده، ۶ میکرومتر با لایه‌های به ترتیب ترتیب از سمت چپ شامل Si/Sio2/PVA/EO Polymer/PVA/Al طراحی شد.

مراجع

[1]. D. wivedi and A. Kumar, "A compact and ultra high sensitive RI sensor using modal interference in an integrated optic waveguide with metal under-cladding," *Sensors and Actuators B: Chemical*, vol. 240, pp. 1302-1307, 2017.

[2]. J. Liu, G. Xu, F. Liu, I. Kityk, X. Liu, and Z. Zhen, "Recent advances in polymer electro-optic modulators," *RSC Advances*, vol. 5, no. 21, pp. 15784-15794, 2015.

[3]. C. Hössbacher *et al*" ,.Plasmonic modulator with> 170 GHz bandwidth demonstrated at 100 GBd NRZ," *Optics Express*, vol. 25, no. 3, pp. 1762-1768, 2017.

[4]. C. Kieninger *et al.*, "Ultra-High In-Device Electro-Optic Coefficient of r33= 390 pm/V Demonstrated in a Silicon-Organic Hybrid (SOH (Modulator," *arXiv preprint arXiv:1709.06338*, 2017.

[5]. Enami, A. Seki, S. Masuda, J. Luo, and A. Jen, "Ultra-Broadband Mach-Zehnder Hybrid Electro-Optic Polymer/Sol-Gel Silica Waveguide Modulators," in *CLEO: Science and Innovations*, 2017, p. SM2O. 5: Optical Society of America.

[6]. R. Palmer *et al.*, "Low power Mach–Zehnder modulator in silicon-organic hybrid technology," *Photonics Technology Letters, IEEE*, vol. 25, no. 13, pp. 1226-1229, 2013.

[7]. S. Hamedi and A. Gharavi, "Fabrication of an Azo Ploymeric Mach-Zehnder Electro- Optic Modulator," *presented at the Iran. Conf. optics and photonics (ICPET)*, 2013 .

[8]. S. Hamedi and A. Gharavi, "Effect of heat treatment on optical properties of crosslinkable Azo Chromophore doped in poly amic acid," *Journal of the European Optical Society-Rapid publications*, vol. 10, 2015.

[9]. J. G. Grote *et al.*, "Effect of conductivity and dielectric constant on the modulation voltage for optoelectronic devices based on nonlinear optical polymers," *Optical Engineering*, vol. 40, no. 11, pp. 2464-2473, 2001.

[10]. A. Yeniay, R. Gao, K. Takayama, R. Gao, and A. F. Garito, "Ultra-low-loss polymer waveguides," *Journal of lightwave technology*, vol. 22, no. 1, p. 154, 2004.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

مطالعه تجربی جابجایی گوس- هانچن در مرز مشترک دی الکتریک-فلز

ابراهیم صفری، سیما آقائی و صمد روشن انتظار

گروه اتمی و مولکولی، دانشکده فیزیک، دانشگاه تبریز

چکیده – جابجایی گوس – هانچن به مقدار فاصله‌ای اطلاق می‌شود که از عدم انطباق مراکز پرتوهای تابشی و بازتابی نشات یافته از جابجایی پرتو فرودی توسط امواج سطحی در فصل مشترک دو محیط حاصل می‌شود. با توجه به کوچکی این جابجایی نیاز به ادوات اپتیکی و الکترونیکی نسبتا دقیق و پایداری می‌باشد. در این تحقیق مطالعه نظری و مشاهده تجربی جابجایی گوس- هانچن در مرز مشترک دی‌الکتریک و لایه نازک فلزی، مورد بررسی قرار گرفته است. لایه نقره بر روی یک منشور شیشه ای با ضخامت مناسب با استفاده از روش تبخیر حرارتی نشانیده شده و نور لیزر قطبیده خطی در زاویه‌های مختلف به مرز مشترک دی‌الکتریک شیشه و لایه نازک فلزی، تابانده می‌شود. بدلیل وجود جابجایی گوس- هانچن، برخورد متقارن پرتو بازتابی مابین دو دیود نوری آشکارساز دو قطبی میسر نخواهد بود. زاویه‌های مختلف برای تابش فرودی در نظر گرفته شده و با مقایسه قطبش‌های مختلف جابجایی گوس- هانچن مشاهده شده است.

کلید واژه- آشکارساز دوقطبی، امواج سطحی، پلاسمون های سطحی، جابجایی گوس- هانچن

Experimental study of Goos - Hanchen shift from dielectric - metal interface

Ebrahim Safari, Sima Aghaei, and Samad Roshan Entezar

Department of Physics, University of Tabriz, Tabriz

Abstract- Goos – Hanchen shift is referred to a distance caused by an incompatibility in the coincidence of the centers of incident and reflected waves due to the displacement of the ray on the interface of two environments by surface plasmons. Considering its small magnitude, precise and stable electronic and optical instruments are demanded. In this project, a theoretical study as well as an empirical observation of this shift in the dielectric and thin metal layer interface have been carried out. A layer of silver has been coated on a prism with an adequate depth through an act of physical vapor deposition, then the laser, polarized through a polarizer at different angles, is made incident on the interface. Due to the presence of GH shift a symmetric collision of the reflected ray amongst dipole detector photo diodes would not be the case. Different angles have been considered, and by comparing disparate polarizations GH shift has been observed.

Keywords: Dipole detector, Surface waves, Surface plasmons, Goos – Hanchen shift

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

در بازتاب نور از محیط های معمولی که در طبیعت وجود دارند، پرتو فرودی دقیقا از همان نقطه برخورد با فصل مشترک دو محیط بازتاب می‌یابد. اما در مواقعی، پرتو تابیده شده به مرز بین دو محیط، مقداری در محیط دوم نفوذ کرده و از آنجا بازتاب می‌کند، به همین دلیل مرکز پرتو تابشی و مرکز پرتو بازتابی بر هم منطبق نخواهند بود، بلکه مقداری جابجایی خواهیم داشت. این فاصله، جابجایی گوس- هانچن[۱] نام دارد. این پدیده اولین بار توسط نیوتن[۲] پیش گویی شد و گوس و هانچن[۳] در سال ۱۹۴۷ در آزمایشگاه این اثر را مشاهده کردند. در سال ۱۹۴۸ با اثبات نظری آرتمن این جابجایی، به عنوان یک پدیده اپتیکی مورد تأیید قرار گرفت. آرتمن توانست فرمول هایی را برای این جابجایی با استدلال فاز ثابت بدست آورد[۲و۱]. در سال ۱۹۵۰ولتر[۴] [۳و۴] اولین کسی بود که جابجایی گوس- هانچن را در مرز مشترک فلز-هوا به صورت نظری مطرح کرد. در سال ۱۹۵۵ فدروف[۵] جابجایی منفی را بیان کرد و ایمبرت[۶] این جابجایی را با استفاده از بحث شار انرژی محاسبه کرد[۵]. تحقیقات در مورد جابجایی گوس- هانچن به بازتاب و عبور جزئی در ساختارهای لایه‌ای گسترش یافت، همچنین به حوزه های دیگر فیزیک نیز راه یافت، از جمله: آکوستیک، اپتیک غیر خطی، فیزیک پلاسما و مکانیک کوانتمی. در سال ۱۹۹۲ آلبرت– لی- فلوچ[۷] و همکارانش توانستند در آزمایشگاه، جابجایی طولی گوس- هانچن را برای پرتو گوسی لیزر اندازه‌گیری کنند [۶]. جابجایی پرتو نوری نه تنها به دلیل بنیادی بودن آن بلکه به دلیل کاربردش مورد توجه است. جابجایی گوس- هانچن در زمینه هایی مانند میکروسکوپ نوری[۷]، سنسورهای دما با حساسیت بالا[۸] و آشکارسازی بخارهای شیمیایی با حساسیت بالا[۹] کاربرد دارند. در این مقاله بر آن شده‌ایم که طی یک آزمایش تجربی با استفاده از تحریک پلاسمون های سطحی در مرز مشترک دی الکتریک و لایه نازک نقره، این جابجایی را مشاهده کنیم.

۲- مواد و روش ها

امواج سطحی می توانند پرتو نور را در طول سطح انتقال دهند و باعث یک جابجایی معروف به جابجایی گوس- هانچن شوند، که از رابطه زیر محاسبه می‌شود:

$$\Delta = -\frac{d\varphi}{dk_x} \qquad (۱)$$

که در آن φ (فاز ضریب بازتاب)، تابع خطی از مولفه مماسی بردارموج k_x می‌باشد. $n_1 = 1.52$ ضریب شکست مربوط به منشور، n_2 ضریب شکست مربوط به نقره[۱۰] و $n_3 = 1$ ضریب شکست محیط پس زمینه (هوا) می‌باشند .در اینجا روابط برای امواج الکتریکی عرضی محاسبه شده، و تمام روابط را می‌توان برای امواج مغناطیسی عرضی نیز بازنویسی کرد. پرتو فرودی ما یک پرتو گاوسی بصورت زیر می‌باشد:

$$E_i(x) = \exp(-x^2/a^2 - ik_{x\circ}x) \qquad (۲)$$

که در آن a شعاع پرتو و $k_{x\circ} = k_1 \sin\theta$ ، θ زاویه برخورد و $k_1 = \omega/c\sqrt{\varepsilon_1\mu_1}$ ثابت انتشار در محیط اول است. میدان الکتریکی پرتو بازتابی بصورت زیرخواهد بود:

$$E_r(x) = 1/2\pi \int R(k_x)\overline{E}_i(k_x)e^{ixk_x}dk_x \qquad (۳)$$

که درآن $\overline{E}i$ تبدیل فوریه پرتو فرودی و R ضریب بازتاب برای قطبش الکتریکی عرضی، برای موج تخت تکفام، با استفاده از روش ماتریس انتقال، برای ساختار مورد نظرمان می‌باشد و به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$R = -\frac{M_{12}}{M_{11}} \qquad (۴)$$

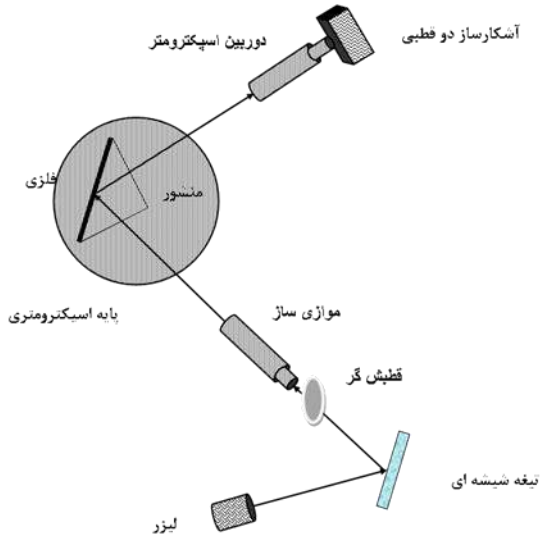
که M_{11}, M_{12} عناصر ماتریس انتقال M ساختار فوق هستند. در این تحقیق چیدمان آزمایشگاهی متشکل از

---

۱ Goos - Hamchen shift
۲ Newton
۳ Goos - Hamchen
۵ Wolter
۶ Federove
۷ Imbert
۸ A.Le Floch

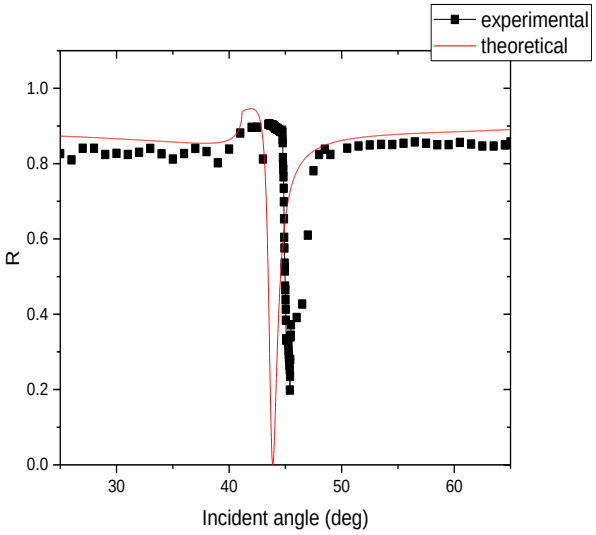
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

یک لیزر در منطقه مرئی با طول موج ۵۳۲ nm، یک آشکارساز دوقطبی که متشکل از دو دیود نوری متمایز است که توسط یک شکاف باریک از یکدیگر جدا شده‌اند که این فاصله بسیار کوچکتر از قطر پرتو تابشی می‌باشد، یک زاویه سنج با دقت ۱ دقیقه و یک قطبنده برای مقایسه دو حالت میدان مغناطیسی عمود بر صفحه تابش (قطبش S) و میدان الکتریکی عمود بر صفحه تابش (قطبش P) بکار گرفته شده است. لایه فلزی با ضخامت d بر روی یک منشور شیشه‌ای با استفاده از روش تبخیر حرارتی نشانیده شده است.



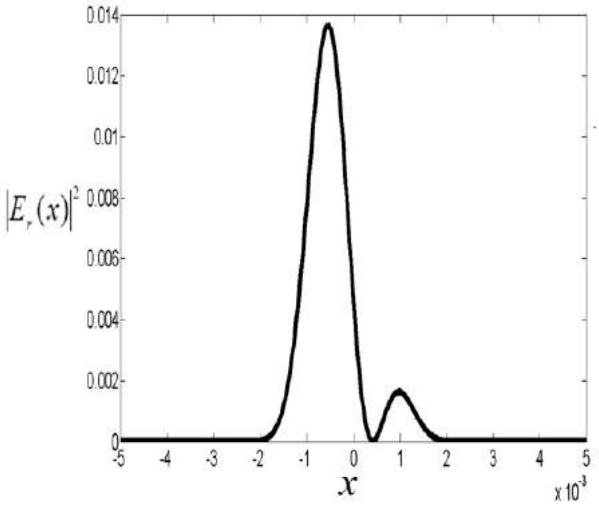
شکل ۱: چیدمان آزمایشگاهی جابجایی گوس- هانچن

نور لیزر پس از عبور از قطبش‌گر تحت زاویه فرودی θ به مرز مشترک منشور و لایه نازک نقره ، تابانده می‌شود. پرتوهای فرودی به منشور تابانده شده، فوتون های فرودی بوسیله میدان میرای ناشی از بازتاب داخلی کلی ایجاد شده بوسیله منشور بر مرز فلز- دی‌الکتریک جفت می-شوند. در این حالت با انتخاب زاویه تابش مناسب، بهترین جفت‌شدگی تشدیدی بین فوتون های میدان میرا و مد-های سطحی بوجود می‌آید، بطور تجربی این جفت‌شدگی تشدیدی در طیف بازتابندگی اندازه‌گیری شده از منشور خود را بصورت یک کمینه تیز نشان می‌دهد. بر اساس محاسبات انجام گرفته ضخامت مناسب جهت بهترین جفت‌شدگی تشدید در حدود $d = 47nm$ پیش بینی شد. در نمودار زیر طیف بازتابندگی ساختار شیشه - فلز - هوا نسبت به زاویه تابشی جاروب شده برای طول موج تابشی نمایش داده شده است.



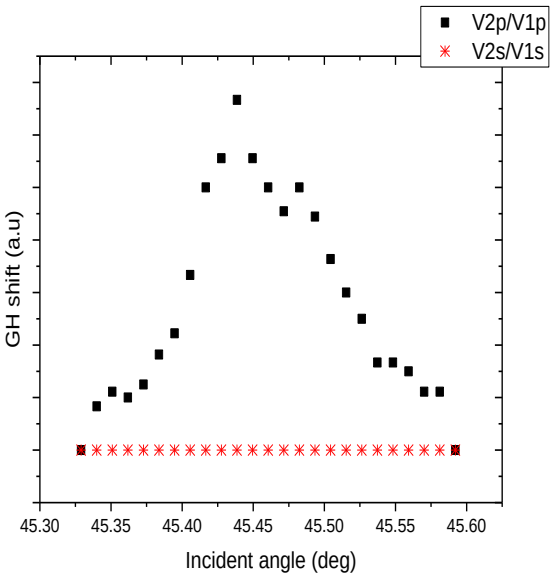
شکل ۲: نمودار بازتابندگی بر حسب زاویه تابش بصورت تئوری (منحنی پر) و تجربی (منحنی مربع).

ملاحظه می شود که در هر دو منحنی یک بیشینه شدت در زاویه تابشی قبل از زاویه حد و یک کمینه در بهترین حالت جفت‌شدگی و بعد از زاویه حد وجود دارد. کمینه بازتابندگی نظری تحت زاویه ۴۳/۸۸ درجه و بازتابندگی تجربی تحت زاویه۴۵/۴۰ درجه مشاهده می‌شود. علت عدم تطابق دو منحنی نظری و تجربی به دلیل وجود خطا در لایه نشانی و ضریب شکست پیش‌بینی شده برای نقره و وجود جذب و پراکندگی در منشور می‌باشد.



شکل ۳: نمودار شدت میدان موج بازتابی برای نقاط متناظر

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد



شکل ۴: نمودار تجربی جابجاییگوس – هانچن برحسب زاویه برخورد

از نقطه نظر محاسبات نظری، شکل ۳ حاکی از قابلیت مشاهده شدن جابجایی گوس- هانچن می‌باشد. در این نمودار دو پیک مجزا برای پرتو بازتابی مشاهده می شود. پیک اول که حول صفر است مربوط به بازتاب آینه ای است، در صورتیکه پیک دوم به علت تحریک امواج سطحی ایجاد شده است. در شکل ۴ از قطبش S بعنوان مرجع برای جابجایی استفاده شده است. این نمودار گویای این حقیقت است که وقتی پرتو نور با قطبش S به مرز مشترک دی‌الکتریک و لایه نازک فلزی، تابانده می‌شود، بدلیل عدم حضور جابجایی گوس- هانچن، نور فرودی تحت زاویه تابانده شده با همان زاویه نسبت به خط قائم منعکس شده و بطور متقارن مابین دو دیود نوری آشکارساز دو قطبی می‌رسد، اما اگر پرتو نور با قطبش P تحت همان زاویه قبلی به مرز مشترک دی‌الکتریک و لایه نازک فلزی، تابانده شود، به دلیل تحریک پلاسمون‌های سطحی، این پرتو بازتابی بصورت متقارن مابین دو دیود نوری آشکارساز دو قطبی نمی‌رسد. زاویه های مختلف برای تابش فرودی در نظر گرفته شده و با مقایسه قطبش های S و P جابجایی گوس- هانچن مشاهده شده است.

۳- نتیجه‌گیری

ما با استفاده از مطالعه نظری دریافتیم که جابجایی گوس - هانچن به طول موج و زاویه نور فرودی، پارامترهای اپتیکی محیط نظیر گذردهی الکتریکی و تراوایی مغناطیسی و ضخامت لایه بستگی دارد و برای انجام این پروژه از ضخامت بهینه استفاده شده است. از قطبش S بعنوان مرجع برای جابجایی استفاده شده و با مقایسه قطبش‌های S و P به ازای زاویه های مختلف برای تابش فرودی جابجایی گوس- هانچن مشاهده شده است. این جابجایی در پهنای زاویه‌ای در حدود ۲۶/. درجه مشاهده و بیشینه آن به صورت تقریبی به مقدار نصف شعاع پرتو نتیجه می‌شود.

سپاسگزاری

از آقای دکتر نقش آرا و خانم پورحسن مراتب تشکر را داشته و همچنین از همراهی و مساعدت آقای حضرتی مسئول آزمایشگاه اپتیک بی‌نهایت سپاسگزارم.

مراجع

[1] F. Goos and H. H¨anchen, “Ein neuer und fundamentaler Versuch zur Totalreflexion,” Ann. Phys. 436, 333–346, 1947.

[2] K. Artmann, “Berechnung der Seitenversetzung des totalreflektierten Strahles,” Ann. Phys. 437, 87–102 ,1948.

[3] H.Wolter, “Untersuchungen zur Strahlversetzung bei Totalreflexion des Lichtes mit der Methode der Minimumstrahlkennzeichnung,” Z. Naturforsch. 5a, 143–153 ,1950.

[4] H. K. V. Lotsch, “Beam displacement at total reflection: the Goos-H¨anchen effect,” Optik 32, 116–137, 189–204,299–319, 553–569 ,1970.

[5] Chun-Fang Li , " Unified theory for Goos-Hanchen and Imbert-Fedorov effects" Phy. Rev. Lett. A 76, 013811, 2007.

[6] F. Brenterkar, A. Le Floch , "Direct measurment of the optical Goos-Hanchen efect in lasers", Phy. Rev. Lett., 68, 931, 1992.

[7] A. Madrazo and M. Nieto-Vesperinas, Opt. Lett. 20, 2445 ,1995.

[8] X. Wang, C. Yin, J. Sun, H. Li, Y. Wang, M. Ran, and Z. Cao, Opt.Express 21, 13380 ,2013.

[9] Y. Nie, Y. Li, Z. Wu, X. Wang, W. Yuan, and M. Sang, Opt. Express 22,8943 ,2014.

[10] E. D. Palik, Handbook of optical constants of solids ,Academic Press, London, 1985, 1st ed.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

مقایسه حساسیت حسگرهای گاز مبتنی بر فیبر نوری نازک شده با میزان ناآدیابتیک بودن متفاوت

بهناز فاتحی راویز ، محمد واحدی

دانشکده فیزیک، دانشگاه علم و صنعت ایران

چکیده – این مقاله به مقایسه دو حسگر فیبر نوری نازک شده برای اندازه گیری فشار گاز با استفاده از بررسی توان خروجی در فشارهای مختلف گاز می‌پردازد. همچنین میزان جابجایی طیف تداخلی فیبر نازک شده در فشارهای مختلف بررسی شده است. دو فیبر نوری با قطر کمره ی حدود ۲۷ میکرومتر که به ترتیب طول نازک شدگی ۴ میلیمتر و ۸ میلیمتر و زاویه های نازک شدگی متفاوت با استفاده از شعله ساخته شده است. تغییرات توان خروجی فیبر نوری نازک شده که حاصل تغییرات ضریب شکست محیط اطراف فیبر نوری نازک شده است، مورد بررسی قرار گرفت. نتایج نشان می دهند که فیبر نازک شده ای که ناآدیابتیک تر می باشد، حساسیت بیشتری به عوامل خارجی نشان می دهد. حساسیت به دست آمده ۶,۸۳ $\mu W/Bar$ در طول موج ۱۵۵۷nm می باشد. همچنین جابجایی طیفی ۰,۴ nm/Bar برای این فیبر به دست آمد.

کلید واژه- حسگر فشار ، فیبر نوری نازک شده، فیبر نوری نازک شده آدیاباتیک و ناآدیاباتیک

Comparison of Sensitivity of Tapered Fiber Optic Gas sensors with Different Non-adiabaticity Degrees

Behnaz Fatehi Raviz, Mohammad Vahedi

School of Physics, IUST, Tehran, Iran

Abstract- In this paper, we compare sensor performance of two tapered fiber optic sensors. We use two fibers with the same taper waist diameter of about 27μm and the lengths of 4mm and 8mm and different tapering angles. Tapered fibers are made by using an oxy-butane torch. The response of two sensors to different N_2 gas pressures are measured which demonstrate different sensitivities. The fiber with more non-adiabaticity shows better results. A sensitivity to gas pressure variations equal to 6.83μW/Bar was obtained. Also, the spectrum shift dependence to gas pressure was 0.4nm/Bar for this fiber.

Keywords: pressure senor, tapered fiber optic, adiabatic and non-adiabatic tapered optical fiber

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱-مقدمه

با توجه به تنوع گسترده ای که امروزه در انواع حسگر مشاهده می‌شود، ارائه حسگری که از نظر سرعت و دقت حسگری نسبت به روش های پیش از خود دارای برتری‌هایی باشد اهمیت می‌یابد. فیبر نوری به دلیل حساسیت بالا و آشکارسازی سریع گزینه قابل قبولی برای ارائه یک حسگر مناسب در کاربردهای مختلف است. در فیبر نوری استاندارد شدت میدان موج در سطح خارجی تقریبا صفر است. بنابراین، انتشار نور در این‌گونه فیبرها به محیط اطراف حساسیت چندانی ندارد. برای ایجاد حساسیت فیبر نوری به محیط بیرونی، آن را به صورت نازک شده در می‌آورند. با نازک کردن فیبر نوری به دلیل کاهش قطر فیبر نوری و افزایش گشودگی عددی، مقدار عمق نفوذ و شدت میدان موج میرا میتواند به طور قابل توجهی زیاد باشد [۱و۲]. این امر موجب می‌شود که خروجی به تغییرات ضریب شکست محیط اطراف حساسیت قابل توجهی نشان بدهد.

فیبرهای نازک شده به دو دسته کلی آدیاباتیک و ناآدیاباتیک تفکیک می‌شوند. فیبر نازک شده آدیاباتیک است اگر بیشتر توان در مد اصلی باقی بماند و در طول مسیر انتشار با مدهای مرتبه بالاتر ترکیب نشود. فیبرهای آدیاباتیک تغییرات ملایمی در شعاع خود دارند به این معنی که زاویه نازک شدگی کوچک می باشد. در فیبرهایی با نازک شدگی ناآدیاباتیک بخشی از توان به مدهای پوسته نفوذ می‌کند و سپس هنگام انتشار در ناحیه نازک شدگی با مد اصلی ترکیب می‌شود. در این حالت زاویه نازک شدگی بزرگتر از حالت قبل است [۳]. در رابطه با حسگر های فیبر ناآدیاباتیک با توجه به حساسیت بالا، سهولت کاربرد، قیمت ارزان و ارائه زمان پاسخ واقعی در مقایسه با سایر روش های حسگری از کارامدی بالایی برخوردار هستند[۴].

۲- حسگر فیبر نوری نازک شده

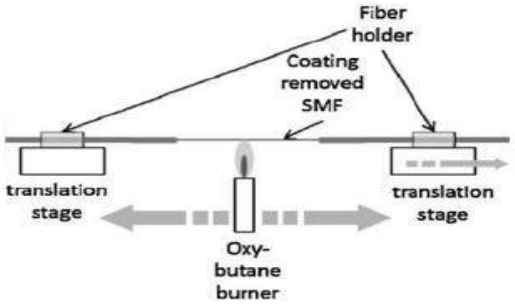
برای ساخت حسگر فیبر نوری نازک شده ابتدا به یک فیبر نوری تک مد و تک غلاف احتیاج داریم که آن را به روش گرما کششی نازک میکنیم. در این پژوهش همچنین از یک محفظه مناسب برای قرار گرفتن فیبر، گاز نیتروژن برای ایجاد فشار در محفظه، لیزر و آشکار ساز استفاده شده است. در ادامه به بررسی عملکرد حسگرهای فیبر نوری نازک شده با مشخصات متفاوت پرداخته شده است.

۱-۲- نازک کردن فیبر نوری

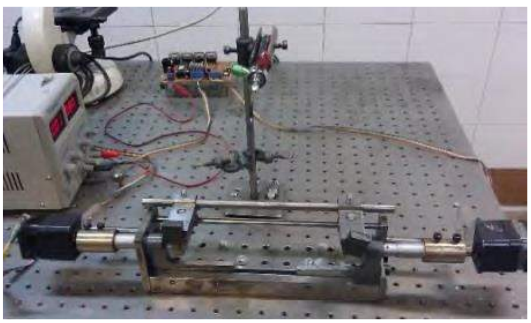
با استفاده از روش گرما-کششی بخشی از فیبر نوری گرم می‌شود تا به نقطه ی ذوب برسد و حالت خمیری پیدا کند. در این حالت با اعمال کشش به یک سر یا دو سر فیبر نوری قسمت نرم آن باریک می‌شود. منبع گرما میتواند شعله [۵]، لیزر[۶] و یا جرقه الکتریکی[۷] باشد.

در این پژوهش، از شعله ترکیبی گاز و اکسیژن برای گرم کردن فیبر نوری تک مد و تک غلاف (SMF-28) استفاده شده است. فیبر نوری بر روی دستگاه کشش فیبر قرار میگیرد و توسط دو موتور پله ای، با سرعت تقریبی یک دهم میلیمتر بر ثانیه از دو طرف کشیده می‌شود.

با در نظر داشتن مدت زمانی که کشش به فیبر اعمال می شود و میزان حرارتی که شعله ایجاد میکند، می‌توان به قطر تقریبی نازک شدگی رسید و با تصویربرداری نهایی از فیبر نازک شده، قطر دقیق آن را اندازه گیری نمود.



شکل ۱ : چگونگی ساخت فیبر نوری نازک شده با استفاده از شعله [۸].



شکل ۲ : نازک کردن فیبر نوری با استفاده از شعله

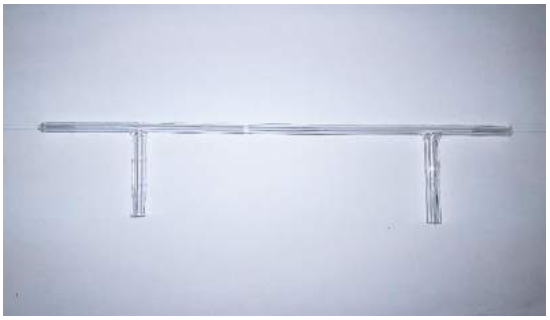
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

جدول ۱- مشخصات فیبرهای استفاده شده

زاویه	طول	قطر	
۴ درجه	۴ میلیمتر	۲۷ میکرومتر	فیبر اول
۲ درجه	۸ میلیمتر	۲۷ میکرومتر	فیبر دوم

۲-۲- طراحی محفظه

پس از آماده سازی فیبر نوری نازک شده، به محفظه ای احتیاج داریم که فیبر در آن قرار بگیرد و بتوان آزمایش های لازم را روی فیبر پیاده سازی کرد. محفظه ی مورد نظر باید علاوه بر محافظت از فیبر نازک شده، امکان کنترل فشار گاز را نیز فراهم کند. همچنین میزان مقاومت محفظه در برابر فشار گاز از مشخصه های قابل توجه در طراحی یک محفظه ی مناسب به شمار می‌رود. با در نظر گرفتن همه ی این نکات، محفظه ای طراحی کردیم که دو کانال برای ورود و خروج گاز داشته باشد و به طور مجزا مسیری برای عبور دادن فیبر نوری در آن تعبیه شده است.

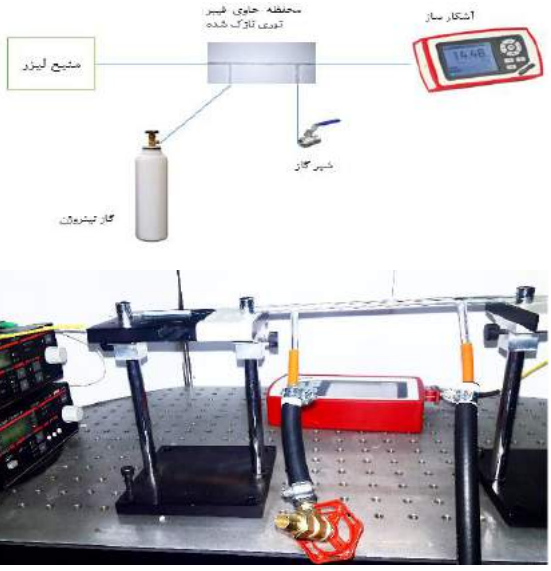


شکل ۳ : محفظه نگهدارنده فیبر نوری نازک شده

در این شکل گاز از یکی از ورودی های عمود بر بدنه وارد محفظه می‌شود و در مسیر خروج از کانال دیگری که به صورت عمود در سمت دیگر محفظه قرار دارد، به صورت طولی از مجاورت فیبر نوری میگذرد.

۲-۳-چیدمان بررسی تاثیر فشار بر فیبرنوری نازک شده

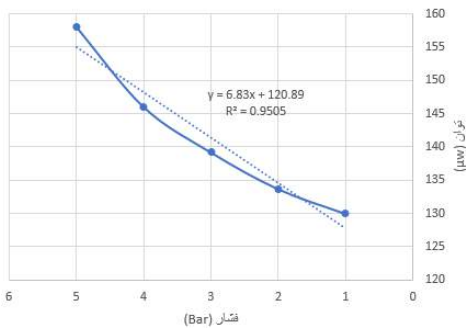
برای مشاهده ی تاثیرات فشار گاز بر فیبر نوری نازک شده از یک لیزر با طول موج ۱۵۵۷ و یک آشکار ساز برای بررسی توان خروجی از فیبر نوری نازک شده استفاده کردیم. لیزر مورد استفاده از نوع pigtail می باشد و نور توسط اتصال FC/PC به فیبر به فیبر باریک شده منتقل می‌شود و از سمت دیگر حسگر، نور به دستگاه آشکارساز نوری فرستاده می‌شود تا تغییرات توان ناشی از تغییر ضریب شکست محیط مجاور حسگر، مشاهده و ثبت شود.



شکل ۴ : چیدمان بررسی تغییرات توان فیبر نوری نازک شده در اثر تغییر فشار

۲-۴- بررسی توان خروجی در فشارها و طول موج های مختلف برای فیبر اول

در این بخش به دنبال اندازه گیری حساسیت فیبر نازک شده به تغییرات فشار گاز بودیم. برای دستیابی به این امر، ابتدا لیزر با طول موج ۱۵۵۷ نانومتر و در جریان ۲۰میلی آمپر را به داخل فیبر نوری نازک شده هدایت کردیم و توان عبوری از فیبر نازک شده را در آشکار ساز مشاهده کردیم. سپس با بالا بردن فشار داخل محفظه، به بررسی مجدد توان خروجی پرداختیم و این فرایند را برای فشار های بالاتر نیز تکرار کردیم. به این ترتیب به محاسبه ی میزان حساسیت فیبر نازک شده به فشار پرداختیم و میزان حساسیت فیبر ۶,۸۳ µW/Bar به دست آمد.

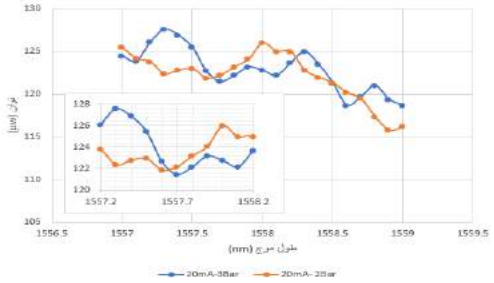


شکل ۵ : نمودار تغییرات توان فیبر نوری نازک شده در فشارهای

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

مختلف برای فیبر شماره ۱

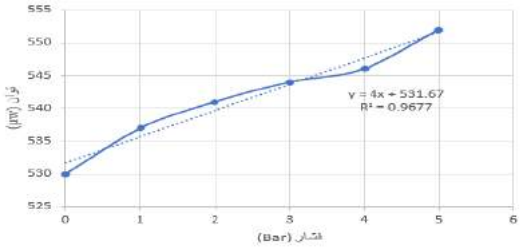
سپس به بررسی تغییرات طیف خروجی در اثر اعمال فشار های مختلف برای فیبر نوری با مشخصات ذکر شده پرداختیم. با اندازه گیری توان در طول موج‌های مختلف، توانستیم میزان جابجایی طیف خروجی فیبر نازک شده را مشاهده کنیم و همان طور که در شکل ۶ قابل مشاهده است حساسیت طیف به تغییرات فشار معادل nm/Bar ۰,۴ می باشد.



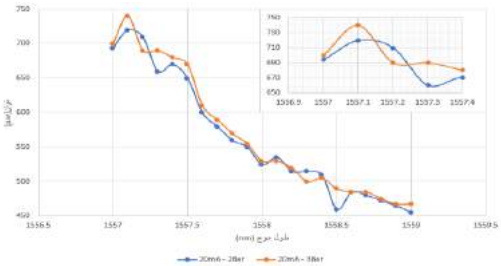
شکل ۶ : نمودار ارتباط تغییرات فشار و طول موج برای دو فشار ۲ بار و ۳ بار برای فیبر نوری نازک شده شماره ۱

۵-۲- بررسی توان خروجی در فشارها و طول موج‌های مختلف برای فیبر دوم

در این مرحله همه‌ی مراحل ذکر شده را مجددا برای فیبر نوری نازک شده دوم انجام دادیم و نمودار های به دست‌آمده در شکل های ۷ و ۸ آورده شده اند. میزان حساسیت خروجی فیبر به تغییرات فشار ۴μW/Bar به دست آمد. جابجایی طیف به تغییرات فشار هم به میزان ۰,۱ nm/Bar می باشد.



شکل ۷ : نمودار بررسی تغییرات توان فیبر نوری نازک شده و فشار برای فیبر نازک شده ی شماره ۲



شکل ۸ : نمودار ارتباط تغییرات فشار و طول موج برای دو فشار ۱بار و ۳ بار برای فیبر نوری نازک شده شماره ۲

۳- نتیجه گیری

با بررسی نتایج به دست آمده مشاهده می‌شود که توان خروجی فیبرهای نازک شده با فشار گاز رابطه خطی دارد که این به دلیل رابطه خطی فشار و ضریب شکست در گازها برطبق رابطه هاف-گریگول می باشد (تغییرات ضریب شکست گاز برای فشار ۳ بار، معادل 2×10^{-4} می‌باشد). همچنین نتایج نشان می دهند که فیبری که درجه ناآدیابتیک بودن بیشتری دارد (فیبر اول) حساسیت بیشتری به تغییرات ضریب شکست محیط بیرون (و در نتیجه به تغییرات فشار گاز خارجی) نشان می دهد. این نتیجه قابل انتظار بود. چرا که همانطور که در مقدمه گفتیم در فیبر ناآدیابتیک بخشی از توان به مدهای بالاتر فیبر نازک شده نفوذ می‌کند و زنش بین مدی خواهیم داشت که با افزایش میزان ناآدیاباتیک شدن میزان زنش بیشتر خواهد شد. این عامل به اندازه ای در حساسیت حسگر مؤثر بوده که طول بیشتر ناحیه نازک شده فیبر دوم هم کمکی به افزایش حساسیت این حسگر نکرده است.

مراجع

[1] A. M. Valadez, C. A. Lana, S. I. Tu, M. T. Morgan, and A. K. Bhunia, “Evanescent wave fiber optic biosensor for Salmonella detection in food,” Sensors, vol. 9, no. 7, pp. 5810–5824, (2009).

[2] J. D. Love and W. M. Henry, “Quantifying loss minimisation in single-mode fiber tapers,” Electronics Letters, vol. 22, no. 17, pp. 912–914, (1986).

[3] T. K. Yadav, R. Narayanaswamy, M. H. Abu Bakar, Y. Mustapha Kamil, M. A. Mahdi, “Single mode tapered fiber-optic interferometer based refractive index sensor and its application to protein sensing”, Optics Express 22807, vol. 22, no. 19, (2014).

[4] M. I. Zibaii , H. Latifi, M. Karami, M. Gholami, S. M. Hosseini and M. H. Ghezelayagh, “Non-adiabatic tapered optical fiber sensor for measuring the interaction between α-amino acids in aqueous carbohydrate solution, Volume 135, 5 June 2014, Pages 55-64.

[5] T. K. D. Keng, “Whispering gallery mode bioparticle sensing and transport,” Ph.D. Thesis, POLYTECHNIC INSTITUTE OF NEW YORK UNIVERSITY, (2009).

[6] A. Grellier, “Characterisation of optical fiber tapering using co2 laser”. Ph.D. Thesis, University of Kent, England, (2000).

[7] F. Messager, Lissillour, D. Stephan, G. and Feron, P., "Whispering-gallery-mode laser at 1.56 um excited by a fiber taper", Opt Lett, 26 (14), 1051-1053, (2001).

[۸] مهدی حیدری داینی، پایان نامه کارشناسی ارشد، دانشگاه علم و صنعت ایران، دانشکده فیزیک، ۱۳۹۵.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

بررسی عملکرد نانوکامپوزیت ایروژل $Au\text{-}TiO_2$ به منظور استفاده در زیرلایه‌ی SERS

سیما صدریه و رسول ملک‌فر

گروه فیزیک اتمی و مولکولی، بخش فیزیک ، دانشکده علوم پایه، دانشگاه تربیت مدرس، تهران صندوق پستی ۱۷۵-۱۴۱۱۵

چکیده - نانوکامپوزیت مزومتخلخل ایروژل $Au\text{-}TiO_2$ با بهره‌برداری همزمان از خواص ریخت‌شناسی منحصربه‌فرد ایروژل‌ها، خواص ذاتی فیزیکی و شیمیایی تیتانیا و خاصیت پلاسمونی نانوذرات طلا، به منظور استفاده در زیرلایه‌های *SERS* بسیار مورد توجه قرار گرفته است. در این تحقیق با سنتز ژل تیتانیا و افزودن نانوذرات طلا به آن و سپس خشک کردن ابربحرانی ژل کامپوزیتی با استفاده از CO_2، ایروژل کامپوزیتی $Au\text{-}TiO_2$ تولید شد. سپس عملکرد این ماده به عنوان زیرلایه‌ی *SERS* با استفاده از کریستال ویولت *(CV)* به عنوان مولکول آزمون مورد بررسی قرار گرفت و کمترین غلظت قابل تشخیص *CV* با استفاده از این زیرلایه غلظت 10^{-9} *M* بوده است.

کلید واژه- ایروژل تیتانیا، فلزات نجیب، پلاسمونیک، نانوکامپوزیت، SERS.

Investigation of Au-TiO_2 Nanocomposite Aerogel Performance Applied as SERS Substrate

Sima Sadrieyeh and Rasoul Malekfar

Atomic & Molecular Physics, Department of Physics, Faculty of Basic Science, Tarbiat Modares University, Tehran, P.O. Box 14115-175, I.R. Iran

Abstract- Mesoporous nanocomposite aerogel of Au-TiO_2 benefits from unique morphological properties of aerogels, intrinsic physical and chemical properties of TiO_2 and plasmonic effects of Au nanoparticles is considered to be used as SERS substrate. In this research the Au-TiO_2 nanocomposite aerogel was prepared by synthesizing titania gel and loading it with Au nanoparticles and then supercritical drying of composite gel with CO_2. The performance of this material for being used as SERS substrate was established by using crystal violate (CV) as test molecule. The lowest concentration of CV detectable by this substrate was 10^{-9} M

Keywords: Titania aerogel; noble matal; plasmonics; nanocomposites; SERS.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

طیف‌سنجی (پراکندگی) رامان یکی از اصلی‌ترین روش‌های طیف‌سنجی ارتعاشی مولکولی است. این طیف‌سنجی به صورت گسترده‌ای برای به دست آوردن اطلاعات مربوط به ساختار شیمیایی و خواص فیزیکی مواد مختلف در تمام حالت‌های ماده به کار می‌رود. به علت باریک بودن نوارهای طیفی رامان، از این طیف‌سنجی به مثابه‌ی «اثر انگشت» مواد مختلف یاد می‌شود. البته علی‌رغم وجود این ویژگی‌ها، کوچک بودن سطح مقطع پراکندگی رامان مانع از حساسیت بالای تشخیص در ترکیبات فعال به طیف سنجی رامان می‌شود. برای برطرف کردن این اشکال، روش‌های بسیاری مورد استفاده قرار گرفته است، که در میان آنها مهمترین روش برای ارتقای مدهای رامان بهره‌برداری از طیف‌سنجی ارتقاء یافته‌ی سطحی رامان (SERS) است. SERS روشی توانمند برای شناسایی و تحلیل گستره‌ی وسیعی از نمونه‌های مختلف است که به عنوان حساس‌ترین ابزار طیف‌سنجی برای ردیابی از مرتبه‌ی تک مولکول شناخته شده است. ارتقای مدهای فعال رامان در SERS به دو صورت الکترومغناطیسی و شیمیایی اتفاق می‌افتد. ارتقای الکترومغناطیسی که منجر به افزایش پراکندگی رامان تا مقدار 10^{6}-10^{7} برابر است ناشی از برانگیختگی‌های تشدیدی پلاسمونی نانوذرات فلزات (نجیب) است که آن را پلاسمون‌های سطحی جایگزیده تشدیدی (LSPR) می‌نامند. در میان نانوذرات فلزی، نانوذرات طلا به علت خواص فیزیکی و همچنین داشتن طول‌موج تحریک در ناحیه‌ی مرئی/ مادون‌قرمز نزدیک برای کاربردهای پلاسمونی بسیار محبوب هستند [۶-۱]. در ساخت زیرلایه‌های SERS علاوه بر نوع و اندازه‌ی نانوذرات فلزی (به منظور فراهم نمودن طول‌موج تحریکی مناسب با لیزر تحریک رامان)، ساختار زیرلایه نیز حائز اهمیت است. ایروژل‌ها که شبکه‌ی جامد سه بعدی و به هم پیوسته‌ی مزومتخلخل هستند با داشتن مساحت سطح بالا گزینه‌ای مناسب برای استفاده در حسگرها می‌باشند. در نانوکامپوزیت ایروژل، وجود شبکه‌ی متخلخل باعث تسهیل پخش آنالیت در داخل شبکه (زیرلایه) شده و به علت مساحت سطح بالا، احتمال برهم‌کنش آنالیت/ نانوذرات فلزی، که در داخل شبکه جای‌گذاری شده است، افزایش می‌یابد [۹-۷]. با این تفاسیر نانوکامپوزیت ایروژل تیتانیا- نانوذره‌ی فلزی، با بهره‌بردن از ساختار منحصربه‌فرد ایروژل‌ها و با به کار گرفتن خواص پلاسمونی نانوذرات فلزی (طلا و نقره) قابلیت تبدیل شدن به زیرلایه‌ی SERS را به دست می‌آورد. از این رو با توجه به اهمیت و به روز بودن مبحث طیف‌سنجی SERS و زمینه‌ی کاربرد کامپوزیت ایروژل تیتانیا- نانوذره‌ی فلزی به عنوان زیرلایه‌ی آن، در این تحقیق با تولید نانوکامپوزیت ایروژل تیتانیا- طلا ($Au\text{-}TiO_2$) عملکرد حسگری این نانوکامپوزیت به عنوان زیرلایه‌ی SERS بوسیله‌ی امکان ردیابی غلظت‌های اندک محلول آبی کریستال ویولت (CV) به عنوان مولکول آزمون مورد بررسی قرار گرفته و با سنجش غلظت‌های مختلف، کمترین غلظت قابل تشخیص توسط این زیرلایه 10^{-9} M به دست آمده است.

۲- روش تجربی

۲-۱- سنتز نانوذرات طلا

در یک ارلن‌مایر ۲۰ mL محلول آبی نمک طلا ($HAuCl_4$) با مولاریته‌ی ۲ mM ریخته شده و در حالی که محلول به شدت در حال هم خوردن است به جوش می‌آید. بعد از به جوش آمدن محلول، ۲ mL محلول آبی سیترات سدیم با مولاریته‌ی ۷۷/۶ mM یک‌باره به محلول که در حال جوش و هم خوردن شدید است اضافه می‌شود. با اضافه شدن سیترات، رنگ محلول از زرد کم‌رنگ به بی‌رنگ، سپس آبی بسیار تیره و در نهایت قرمز شرابی (ارغوانی) تغییر می‌کند در این هنگام محلول به مدت ۱۵ دقیقه‌ی دیگر در حالت جوش به شدت هم می‌خورد و پس از آن در دمای اتاق به مدت ۱۵ دقیقه‌ی دیگر نیز هم می‌خورد. پس از اینکه دمای محلول به دمای اتاق رسید، حجم آن به ۲۰ mL رسانده می‌شود. بیشینه طول موج جذب این نانوذرات در طیف سنجی UV-Vis بلافاصله پس از سنتز در حدود ۵۲۲ nm اندازه‌گیری شده است [۱۰].

۲-۱- سنتز نانوکامپوزیت ایروژل $Au\text{-}TiO_2$

ابتدا ژل تیتانیا به روش سل- ژل و با استفاده از $Ti[OCH(CH_3)_2]_4$، $C_2H_5\text{-}OH$، HNO_3 و H_2O به نسبت مولار ۷/۳۵: ۰/۰۸: ۲۱: ۱ تولید می‌شود [۱۱]، سپس ژل به دست آمده به مدت ۶۷ روز در اتانول دوره‌ی پیرسازی

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

را گذرانده و بعد از فرآیند تعویض حلال به مدت سه روز در محلول کلوئیدی نانوذرات طلای تازه سنتز شده قرار می‌گیرد (روش غوطه‌وری). بعد از سه روز، ژل از محلول کلوئیدی نانوذره خارج شده و بعد از فرآیند تعویض حلال مجدد به وسیله‌ی استخراج ابربحرانی با گاز دی‌اکسیدکربن در دمای ۷۵ $^{\circ}C$ و فشار ۲۲۰ atm خشک می‌شود. ایروژل به دست آمده ارغوانی رنگ است.
به منظور بررسی و مقایسه‌ی اثر نانوذرات طلا، یک ایروژل تیتانیای خالص نیز سنتز شد که در آن پس از سنتز ژل و سپری شدن دوره‌ی پیرسازی، ژل به صورت ابربحرانی خشک می‌شود.

۳-۲- مشخصه‌یابی نانوکامپوزیت تولید شده

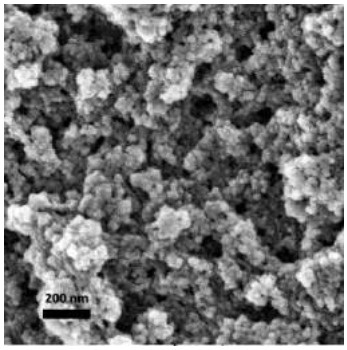
نانوکامپوزیت تولید شده توسط عکس‌برداری میکروسکوپ الکترونی روبشی گسیل میدانی (FESEM) با ولتاژ کاری ۱۵kV مورد بررسی قرار گرفت. همچنین برای بررسی مشخصات ساختاری و ریخت‌شناسی نانوکامپوزیت از طریق آزمون تخلخل‌سنجی گازی و بررسی نمودارهای جذب و واجذب N_2 در فشار جزئی $0.05 < p/p_0 < 0.4$ و دمای ۷۷ K و با استفاده از روش BET مساحت سطح نمونه به دست آمد.

۴-۲- انجام طیف‌سنجی SERS

در این تحقیق برای سنجش کارایی عملکرد زیرلایه‌ی SERS از کریستال ویولت (CV) به عنوان مولکول آزمون استفاده شده است. برای انجام آزمایش‌های SERS از طیف‌سنج پاشنده رامان Thermo Nicole با لیزر Nd-YLF در طول موج ۵۳۲ nm استفاده می‌شود و قبل از انجام آزمون SERS، برای داشتن یک طیف مرجع قابل استناد، طیف رامان پودر CV اندازه‌گیری شده است. برای اندازه‌گیری طیف‌های SERS، ابتدا یک محلول آبی CV مادر با غلظتی برابر 10^{-5} M آماده می‌شود سپس مقدار بسیار کمی از نمونه درون ویال ۲ mL که حاوی حدود ۱ mL محلول آبی CV است ریخته شده و حدود ۱۵ دقیقه داخل آن می‌ماند. سپس کامپوزیت آغشته به محلول CV از داخل ویال خارج شده و بلافاصله طیف‌سنجی بر روی آن انجام می‌شود. در صورتی که کامپوزیت (به عنوان زیرلایه) قادر به تشخیص CV (به عنوان آنالیت یا کاوشگر) باشد، خطوط مشخصه‌ی CV در طیف اندازه‌گیری شده، مشاهده می‌شود. در مرحله‌ی بعد، با رقیق کردن محلول مادر، محلول آبی جدید CV با غلظتی کمتر برابر 10^{-6} M آماده می‌شود. و آزمایش با این غلظت جدید مجدداً تکرار می‌شود. به همین ترتیب، در هر مرحله با رقیق‌سازی محلول مادر CV، در غلظت‌های پایین‌تر آزمایش مجدداً انجام می‌شود تا جایی که دیگر خطوط طیفی CV در طیف‌سنجی رامان مشاهده نشود. غلظت‌های آماده شده در این تحقیق 10^{-5} M، 10^{-6}، 10^{-7}، 10^{-8}، 10^{-9} و 10^{-10} می باشد.

۳- بحث و بررسی نتایج

تصاویر به دست آمده از FESEM تا حد قابل‌قبولی ساختار متخلخل نانوکامپوزیت را نشان می‌دهد. شکل ۱ یکی از این تصاویر را نشان می‌دهد. نتایج به دست آمده از آزمون تخلخل‌سنجی در جدول ۱ ارائه شده است.
همان‌طور که گفته شد، مشخص شدن خطوط طیفی CV در طیف‌سنجی رامان نشان‌دهنده‌ی قابلیت زیرلایه‌ی سنتز شده در تشخیص مولکول آزمون است. خطوط طیفی زامان CV و پیوندهای متناظر آن در جدول ۲ ارائه شده است.



شکل ۱: تصویر FESEM مربوط به نانوکامپوزیت سنتز شده که ساختار متخلخل آن را نشان می‌دهد.

جدول ۱: مشخصات ساختاری و ریخت‌شناسی نانوکامپوزیت.

مساحت سطح S_{BET} (m^2g^{-1})	حجم حفره‌ی کل (m^3g^{-1})	متوسط‌اندازه‌حفره (nm)
۲۴۵	۱/۰۰	۱۶/۴۳

جدول ۲: مقادیر معادل انرژی (عددموج) خطوط پیوندهای ارتعاشی مولکول کریستال ویولت (CV) [۹, ۱۲].

پیوند ارتعاشی	عدد موج (cm^{-1})
ارتعاشات کششی پیوند CC حلقه‌های فنیل	در حدود ۱۶۰۵
ارتعاشات کششی پیوند CN	در حدود ۱۳۶۲
ارتعاشات خمشی پیوند CH	در حدود ۱۱۷۰

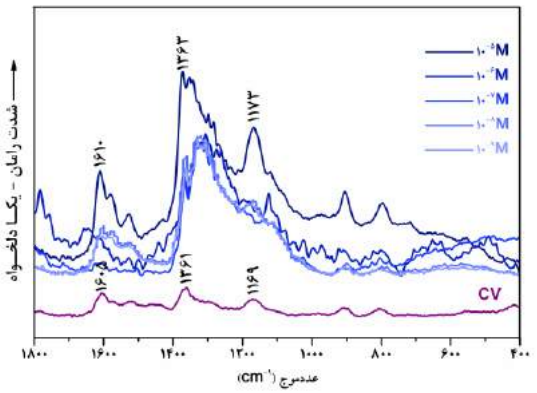
با انجام طیف‌سنجی مشاهده شد که ایروژل تیتانیای

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

خالص قادر به تشخیص خطوط طیفی CV نبود، در حالی که نانوکامپوزیت سنتز شده توانست حضور CV در محلول آبی تا غلظت 10^{-9} M را تشخیص دهد. طیف‌های به دست آمده از این آزمایش در شکل ۲ ارائه شده است. حضور نانوذرات طلا بواسطه‌ی خاصیت پلاسمونی‌شان و همپوشانی بیشینه طول‌موج جذبی آنها و طول‌موج تحریک لیزر منجر به ارتقای نشانک‌های رامان از طریق روش الکترومغناطیسی شده است.

۴- نتیجه‌گیری

در این مقاله پس از سنتز نانوذرات طلا، نانوکامپوزیت ایروژل $Au\text{-}TiO_2$ به روش سل- ژل و سپس خشک کردن ابربحرانی با CO_2 آماده شده است. به منظور سنجش کارایی این نانوکامپوزیت به عنوان زیرلایه‌ی SERS، طیف‌سنجی رامان برای تشخیص غلظت‌های مختلف محلول آبی CV به عنوان مولکول آزمون انجام شد. مشاهده شد که نانوکامپوزیت تولید شده توانایی تشخیص CV را تا غلظت 10^{-9} M دارا می‌باشد. با سنتز یک نمونه ایروژل تیتانیای خالص و بررسی عملکرد آن تحت آزمون مشابه، مشاهده شد که همانطور که مسلم است عامل بوجود آمدن طیف‌سنجی SERS وجود خاصیت پلاسمونی نانوذرات فلزی، در اینجا طلا، است، علاوه بر این همپوشانی بیشینه طول‌موج جذبی طلا و لیزر تحریک رامان نیز نقش مؤثری بهبود طیف‌های به دست آمده دارد.



شکل ۲: طیف‌سنجی SERS به دست آمده از نانوکامپوزیت سنتز شده در غلظت‌های مختلف. هر غلظت با رنگ متفاوتی متمایز شده است. طیف رامان CV برچسب «CV» و به رنگ بنفش دیده می‌شود.

مراجع

1. Larkin, P., *Infrared and Raman spectroscopy; principles and spectral interpretation*. 2011: Elsevier.
2. Le Ru, E. and P. Etchegoin, *Principles of Surface-Enhanced Raman Spectroscopy: and related plasmonic effects*. 2008: Elsevier.
3. Hong, S. and X. Li ,*Optimal size of gold nanoparticles for surface-enhanced Raman spectroscopy under different conditions.* Journal of Nanomaterials, 2013. **2013**: p. 49.
4. Sharma, B., et al., *SERS: materials, applications, and the future.* Materials today, 2012. **15**(1): p. 16-25.
5. Xu, S., et al., *Ag-decorated TiO2 nanograss for 3D SERS-active substrate with visible light self-cleaning and reactivation.* Analyst, 2013. **138**(16): p. 4519-4525.
6. Mao, Z., et al., *Metal–semiconductor contacts induce the charge-transfer mechanism of surface-enhanced Raman scattering.* The Journal of Physical Chemistry C, 2011. **115**(37): p. 18378-18383.
7. Baia, M., et al., *Towards Improving the Functionalities of Porous TiO2-Au/Ag Based Materials.* Advanced Sensor and Detection Materials, 2014: p. 193-227.
8. Baia, M., et al. *Highly porous nanocomposites based on TiO2-noble metal particles for sensitive detection of water pollutants by SERS.* in *Journal of Physics: Conference Series*. 2011. IOP Publishing.
9. Baia, M., et al., *Porous nanoarchitectures based on TiO2 aerogels and Au particles as potential SERS sensor for monitoring of water quality.* Vibrational Spectroscopy, 2008. **48**(2): p. 206-209.
10. Keating, C.D., et al., *Kinetics and thermodynamics of Au colloid monolayer self-assembly: undergraduate experiments in surface and nanomaterials chemistry.* J. Chem. Educ, 1999. **76**(7): p. 949.
11. Sadrieyeh, S. and R. Malekfar, *The effects of hydrolysis level on structural properties of titania aerogels.* Journal of Non-Crystalline Solids, 2017. **457**: p. 175–179.
12. Kudelski, A., *Raman studies of rhodamine 6G and crystal violet sub-monolayers on electrochemically roughened silver substrates: Do dye molecules adsorb preferentially on highly SERS-active sites?* Chemical Physics Letters, 2005. **414**(4): p. 271-275.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

تولید و آشکارسازی تراهرتز پالسی در برهمکنش لیزر فمتوثانیه با آنتن نوررسانش نیمرسانای GaAs

فاضل جهانگیری، محمد رضایی پندری، رضا مسعودی

پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی

چکیده – نتایج تجربی تولید و آشکارسازی پالس‌های تراهرتز در بازه فرکانسی ۰،۰۱ تا ۰،۹ تراهرتز با به کارگیری آنتن نوررسانش نیمرسانای *GaAs* ارائه و مورد بررسی قرار می‌گیرد. در این مطالعه، آنتن نیمرسانا تحت تابش پالس‌های لیزری فوق کوتاه به طول زمانی ۸۰ فمتوثانیه، طول موج مرکزی ۱۰۴۰ نانومتر و انرژی چند نانوژول قرار گرفته است که توسط یک سیستم لیزری فمتوثانیه فیبری تامین می‌شود. توزیع زمانی پالس‌های تراهرتز تولید شده که از نسبت سیگنال به نویز بالایی در فرکانس‌های پایینتر برخوردار است، با به کارگیری یک چیدمان پمپ-پراب به صورت تفکیک زمانی شده اندازه گیری و سپس اطلاعات طیفی آن استخراج شده است. این چیدمان قابلیت به کارگیری در طیف سنجی نمونه‌های مختلف در هندسه بازتابی و عبوری را دارا می‌باشد.

کلید واژه- طیف سنجی تراهرتز، فمتوثانیه، لیزر، نوررسانش.

Generation and detection of THz pulses through the interaction of femtosecond laser pulses with GaAs photoconductive antenna

Fazel Jahangiri, Mohammad Rezaei Pandari, Reza Massudi

Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University

Abstract- The experimental results of generation and detection of Terahertz pulses with frequencies that range between 0.01 and 0.9 THz by utilizing GaAs photoconductive antennas are presented and discussed. The antenna is illuminated by ultrashort laser pulses with duration of 80 femtosecond, wavelength of 1040 nm and energy of a few nJ that are provided by a femtosecond fiber laser system. Temporal shape of the THz electric field has been measured with a high signal to noise ratio at lower parts of the spectrum by employing a time resolved pump-probe setup and then the spectral bandwidth has been extracted. Our setup is suited for spectroscopic measurements in both reflection and transmission configurations.

Keywords: Terahertz spectroscopy, femtosecond, laser, photoconduction.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

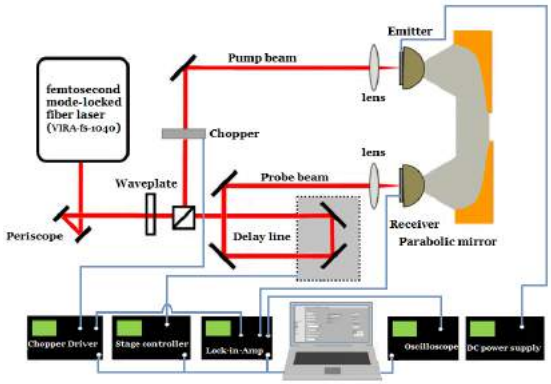
گاف فرکانسی تراهرتز تعبیری است که بیش از دو دهه پیش برای معرفی ناحیه‌ای از امواج الکترومغناطیسی با فرکانس ۰٫۳ تا ۱۰ تراهرتز مورد استفاده قرار گرفت تا بیانگر کمتر توسعه یافته بودن این بازه فرکانسی در مقایسه با دیگر نواحی طیف امواج الکترومغناطیسی باشد. اما به دنبال اختراع لیزر، روش‌های مختلفی با به کارگیری باریکه‌های لیزری برای تولید و آشکارسازی تراهرتز توان بالا و پر بازده معرفی و گسترش یافت و باعث افزایش میزان دسترسی محققین به تابش تراهرتز شد. به طوریکه امروزه کاربردهای متنوع و بالقوه تراهرتز بویژه در زمینه-های طیف سنجی و تصویرنگاری تراهرتز در حوزه‌های مختلف صنعت، پزشکی، امنیتی و مطالعه مواد، آنچنان رشد سریعی به خود گرفته است که آن را به یک حوزه فعال دانش و فناوری تبدیل کرده است. از میان روشهای مختلف لیزری تولید تراهرتز شامل یکسوسازی نوری در کریستال‌های غیرخطی [۱]، پدیده نوررسانش در نیمرساناها [۲] و نیز برهمکنش لیزر شدت بالا با پلاسما [۳]، می‌توان به عنوان روش‌های دارای بازده قابل قبول اشاره کرد. امروزه تلاشهای فراوانی در هر کدام در حال انجام است تا اولا بازده نهایی تولید تراهرتز را تا حد امکان به بازده کوانتومی نزدیک کند و ثانیا انرژی و توان تابش تولید شده را افزایش داده و پهنای باند منبع تراهرتز را بیشینه کنند. با به کارگیری روش یکسوسازی نوری، انرژی پالس‌های تراهرتز تولید شده به بیش از ۱۰ میکروژول در هر پالس بهبود یافته است [۱]. از طرف دیگر، پهنای باندی به بزرگی ۲۰۰ تراهرتز در روش‌های مبتنی بر پلاسما [۴] و ۷۵ تراهرتز در روش تکسوسازی نوری گزارش شده است [۱]. منابع مبتنی بر روش نوررسانش اگر چه امکان تولید پهنای باند کمتری را پوشش می‌دهند، اما با برخورداری از بازده تولید نسبی مناسب و همچنین چیدمان تجربی بدون پیچیدگی‌های تطبیق فاز و تطبیق سرعت، مورد توجه علاقه‌مندان این حوزه قرار دارند. در مقاله حاضر، با برخورداری از تجربه حاصل از روش تکسوسازی نوری در کریستال‌های غیرخطی و همچنین برهمکنش لیزر و پلاسما برای تولید تراهرتز، به تولید و آشکارسازی پالس‌های تراهرتز حاصل از به کارگیری روش نوررسانش می‌پردازیم و نتایج حاصل را ارائه و سپس مورد بحث قرار می‌دهیم.

۲- چیدمان تجربی

در اثر برهمکنش پالس‌های لیزری دارای انرژی فوتونی بیشتر از انرژی گاف نیمرسانا با یک آنتن نوررسانش نیمرسانای GaAs، نور لیزری جذب شده و تولید زوج الکترون حفره می‌کند. درنتیجه یک جریان غیرخطی در مدار متصل به نیمرسانا جاری می‌شود که اندازه آن متناسب با شدت پالس لیزری است. ایجاد چنین جریان الکتریکی همچنین مستلزم اعمال یک ولتاژ مستقیم چند ده ولتی به دو سر آنتن گسیلنده است و باید به اندازه کافی قوی باشد که بتواند تمام حامل‌های بار نوررسانش را به حرکت در آورد. از سوی دیگر، جریان غیرخطی ایجاد شده آنی و متغیر با زمان است به طوریکه زمان تولید آن متناسب با طول پالس لیزری و زمان از بین رفتن آن به طول عمر حامل‌های بار بستگی دارد. در صورتی که از پالس‌های لیزری فمتوثانیه استفاده شود، این جریان می-تواند منشا تابش امواج تراهرتز باشد. در مطالعه حاضر، این جریان آنی با متمرکز کردن باریکه لیزری پالسی به قطر ۲ میلی‌متر در فاصله گاف ۳۰ میکرومتری بین الکترودهای آنتن به دست می‌آید که اندازه بزرگی آن متناسب با شدت و طول زمانی پالس لیزری می‌باشد. طول زمانی پالس لیزری برابر با ۸۰ فمتوثانیه، طول موج مرکزی آن ۱۰۴۰ نانومتر و انرژی آن برابر چند نانوژول است که توسط یک سیستم لیزری فیبری فمتوثانیه (VIRA-fs-1040 - ساخت شرکت ABLaser) تامین می‌شود. به کارگیری لیزر فیبری باعث فشرده‌تر شدن تا حد ممکن چیدمان آزمایش می‌شود که از نظر تجربی حایز اهمیت است. امواج تراهرتز تولید شده توسط یک عدسی سیلیکونی جمع‌آوری شده و به سوی آینه‌های سهموی هدایت می‌شود. نقطه‌کانونی مشترک آینه سهموی و عدسی سیلیکونی باعث می‌شود که پرتو بازتاب شده از آینه سهموی یک باریکه موازی شده باشد. این باریکه موازی توسط یک آینه سهموی دیگر کانونی شده و توسط یک عدسی سیلیکونی دیگر مجددا بر روی آنتن آشکارسازی متمرکز می‌شود. میدان الکتریکی تراهرتز بر روی آنتن آشکارسازی مانند بایاس عمل کرده و منجر به حرکت فوتوالکترون‌هایی می‌شود که حاصل برهمکنش

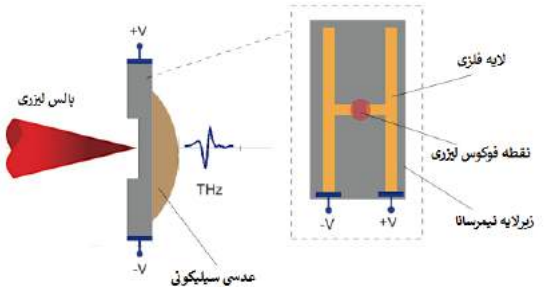
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

باریکه پراب با آنتن هستند که به طور همزمان به آنتن برخورد می‌کند. شمایی از چیدمان تجربی مورد استفاده در شکل (۱) آمده است.



شکل ۱: شماتیک چیدمان تولید و آشکارسازی امواج تراهرتز.

برای آشکارسازی پالسهای تراهرتز، از یک چیدمان پمپ-پراب استفاده می‌شود. برای این منظور، توان متوسط لیزر فمتوثانیه مورد استفاده در حدود ۱۰۰ میلی‌وات است که حدود ۸۰ میلی‌وات آن به عنوان باریکه پمپ و مابقی در مسیر باریکه پراب فرستاده می‌شود. از یک آنتن نوررسانش مشابه آنچه در بخش تولید تراهرتز اشاره شد، در قسمت آشکارسازی استفاده می‌شود. تراهرتز تولید شده توسط آنتن گسیلنده، با کمک یک عدسی سیلیکونی و یک آینه سهموی جمع‌آوری شده و به طرف آنتن گیرنده هدایت می‌شود. از سوی دیگر، باریکه پراب که بخشی از باریکه اصلی لیزر با انرژی کمتر است و توسط یک شکافنده جدا شده است، به صورت همزمان بر روی گاف ۵ میکرومتری آنتن گیرنده متمرکز می‌شود و تولید یک جریان نوررسانش می‌کند. شماتیکی از ساختار آنتن نوررسانش و هندسه برهمکنش لیزر با آن در شکل ۲ نشان داده شده است.



شکل ۲: ساختار آنتن نوررسانش و هندسه برهمکنش لیزر

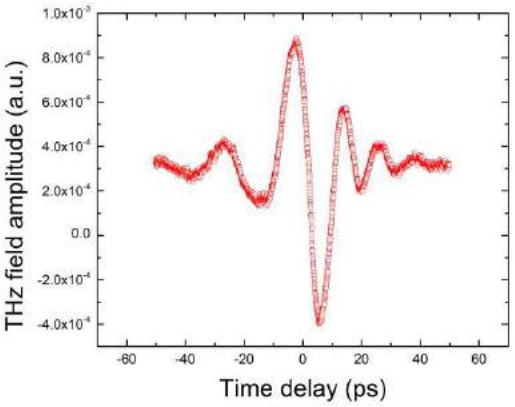
با اندازه‌گیری جریان الکتریکی حاصل که متناسب با دامنه میدان تراهرتز است، میدان الکتریکی تراهرتز اندازه گیری می‌شود. به منظور کنترل همزمان بودن برخورد پالس تراهرتز و پالس لیزر با آنتن گیرنده، از یک تاخیرانداز اپتیکی استفاده می‌شود که می‌تواند با دقت چند پیکوثانیه بین دو مسیر اپتیکی تاخیر زمانی ایجاد کند. با توجه به اینکه طول زمانی پالس تراهرتز تولیدی حدود یک مرتبه بزرگتر از پالس لیزری مورد استفاده است، با تغییر میزان تاخیر زمانی در یک بازه معین می‌توان تغییرات زمانی میدان الکتریکی تراهرتز را استخراج کرد.

۳- نتایج تجربی و تحلیل

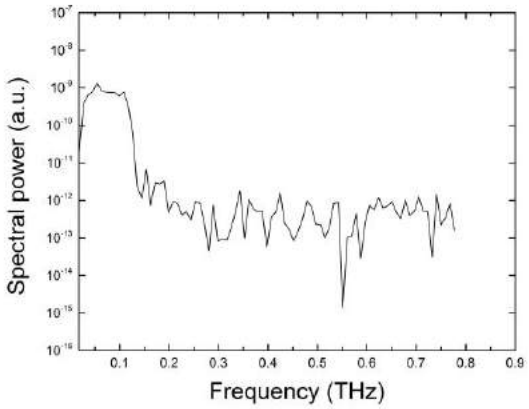
توزیع زمانی میدان الکتریکی تراهرتز تولید شده در هوای آزاد در شکل (۲) نشان داده شده است. این شکل از برهمکنش پالس لیزری پراب با قسمت‌های مختلف زمانی میدان الکتریکی پالس تراهرتز و ثبت دامنه و فاز میدان آن به دست آمده است. همچنین به منظور کاهش نویز، از یک تقویت کننده قفل‌شونده استفاده شده است. لذا از یک چاپر با فرکانس دلخواه برای مدولاسیون باریکه لیزری پمپ استفاده می‌شود و همین سیگنال الکترونیکی به عنوان سیگنال مرجع در تقویت کننده قفل‌شونده مورد استفاده قرار می‌گیرد. علاوه بر این، فرایند حرکت تاخیرانداز، میان‌گیری اطلاعات مربوط به هر نقطه و در نهایت ثبت آن توسط یک برنامه متمرکز رایانه‌ای کنترل و اجرا می‌شود.

مشاهده می‌شود که پهنای زمانی پروفایل میدان تراهرتز تولید شده از مرتبه پیکوثانیه است و از نسبت سیگنال به نویز بسیار بالایی در فرکانسهای پایینتر برخوردار است. با استفاده از توزیع زمانی به دست آمده برای میدان، طیف تراهرتز تولید شده را می‌توان مطابق شکل (۳) به دست آورد. مشاهده می‌شود که طیف تراهرتز حاصل محدود به کمتر از ۱ تراهرتز و قله آن متمایل به فرکانس‌های پایین-تر است. علاوه بر این، در این شکل مشاهده می‌شود که دو قله جذبی در فرکانس‌های ۰,۵۵ و ۰,۷۵ تراهرتز روی داده است. از مقایسه طیف حاصل در هوای آزاد با طیف خطوط جذبی بخار آب [۵] می‌توان نتیجه گرفت که خطوط جذبی مشاهده شده متعلق به جذب مولکول‌های بخار آب موجود در هوا می‌باشد.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد



شکل ۲: توزیع زمانی میدان الکتریکی پالس تراهرتز تولید شده در هوای آزاد.



شکل ۳: توزیع طیفی میدان الکتریکی پالس تراهرتز تولید شده در هوای آزاد.

۴- نتیجه‌گیری

نتایج تجربی تولید و آشکارسازی پالس‌های تراهرتز با به کارگیری آنتن نوررسانش نیمرسانای GaAs تحت تابش پالسهای لیزری فمتوثانیه ارائه و مورد بررسی قرار گرفت. میدان زمانی تراهرتز تابش شده دارای پهنایی از مرتبه پیکوثانیه است که تبدیل فوریه آن طیف تابشی را در بازه فرکانسی ۰,۰۱ تا ۰,۹ تراهرتز نشان می‌دهد. خطوط جذبی ظاهر شده در طیف فرکانسی حاصل از اندازه‌گیری میدان تراهرتز در هوای آزاد با طیف جذبی بخار آب منطبق است. همچنین نسبت سیگنال به نویز نسبتا بالایی مربوط به فرکانسهای پایینتر در شکل طیفی میدان تراهرتز اندازه‌گیری شده مشاهده می‌شود.

۵- سپاسگزاری

از همکاران محترمی که در انجام این پژوهش ما را حمایت کرده‌اند، بویژه جناب مهندس هاشمی‌نژاد و مهندس بابانژاد تشکر و قدردانی می‌شود.

مراجع

[1] K. L. Yeha, M. C. Hoffmann, J. Heblingb, and K. A. Nelson, Appl. Phys. Letters Vol. 90, Issue 17, pp. 171121 (2007).
[2] C. M. Collier, T. J. Stirling, I. R. Hristovski, J. D. A. Krupa, and J. F. Holzman, Sci Rep Vol. 6, pp. 23185. . (2016).
[3] F. Jahangiri, M. Hashida, S. Tokita, T. Nagashima, M. Hangyo, and S. Sakabe, Appl. Phys. Lett. 102, 191106 (2013).
[4] V Blank, M D Thomson, and H G Roskos, New Journal of Physics 15, pp. 075023 (2013).
[5] Martin van Exter, Ch. Fattinger, and D. Grischkowsky, Terahertz time-domain spectroscopy of water vapor, Optics Letters Vol. 14, Issue 20, pp. 1128-1130 (1989).

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

ساخت شیشه‌های الکتروکرومیک با لایه اکسیدنیکل تهیه‌شده به روش لایه‌نشانی چرخشی و با دماهای بازپخت متفاوت

فرزانه رضایی، سید محمد باقر قریشی

کاشان، دانشگاه کاشان، دانشکده کاشان

چکیده - در این پژوهش شیشه های الکتروکرومیک با لایه نازک اکسید نیکل با استفاده از روش لایه نشانی چرخشی طراحی و ساخته‌شده است. ساختار در نظر گرفته‌شده در این مقاله بدین شرح است: *Glass/FTO/NiO/electrolyte/FTO/Glass* **که یک لایه نازک الکتروکرومیک** *(NiO)* **روی سه** *FTO* **به روش لایه نشانی چرخشی، لایه نشانی و سپس در سه دمای ۲۵۰، ۳۵۰ و ۴۵۰ درجه‌سانتیگراد بازپخت شد. پس از آن با استفاده از سه** *FTO* **دیگر و تزریق الکترولیت مایع، سلول‌های الکتروکرومیک ساخته شدند. با اعمال ولتاژ به سلول‌های ساخته شده، زمان پاسخ و میزان عبور اندازه گیری و سپس نتایج بدست آمده با هم مقایسه شدند.**

کلید واژه: الکتروکرومیک، اکسیدنیکل، لایه نشانی چرخشی، زمان پاسخ

Electrochromic windows with nickel oxide film design and fabrication provided by spin coating and with different anneal temperatures

Farzane rezaei, seyyed mohammad bagher ghoraishi

Kashan, university of kashan, Department of Physics

In this study, electrochromic glasses with NiO thin film are fabricated with using spin-coating method. The structure of Glass / FTO / NiO / electrolyte / FTO /Glass is used in this paper. A thin film of NiO is deposited on three of FTO and annealed at temperatures of 250, 350 and 450$_o$C. then the electrochromic cells are fabricated by three another FTO and the electrolyte is injected in them .The voltage is applied to the samples. The switching time and transmittance are measured and the results have been compared with together.
Keywords: electrochromic, nickel oxide, spin coating, switching time

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

یکی از موضوعات چالش برانگیز قرن جاری در سراسر جهان مسئله انرژی و جلوگیری از اتلاف آن است. پنجره ها مهم ترین جزء ساختمان در اتلاف انرژی محسوب می‌شوند. ازاین رو استفاده از شیشه‌های الکتروکرومیک که خود نوعی شیشه هوشمند محسوب می‌شوند کمک شایانی به کاهش مصرف انرژی از طریق کاهش تقاضا جهت گرمایش، سرمایش و روشنایی داخل ساختمان می‌نماید [۱].

پدیده‌های الکتروکرومیک درواقع شامل تغییرات برگشت پذیر در خواص نوری (شفافیت، جذب و تابش) یک ماده، ناشی از اعمال یک میدان یا جریان الکتریکی و حاصل یک واکنش اکسایش- کاهش است[۲]. این واکنش از طریق رابطه زیر که برای اکسید نیکل نوشته رخ می‌دهد:

$$NiOH + Ni(OH)2 \leftrightarrow NiO3 + 3H+ + 3e-$$

اکسید فلزهای واسطه استفاده‌های مختلفی در دستگاه‌هایی مثل باتری‌ها، سلول های الکتروشیمیایی، شیشه های الکتروکرومیک، کاتالیزگرها و سنسورها دارند[۳].

مواد الکترومیک غیرآلی شامل$WO3$ ، MoO، NiO، NbO و... مورد توجه قرار گرفته اند[۴] که بخشی از آنها به عنوان مواد کاتدی رنگی (رنگی شده در حالت کاهیده) شامل NiO و بخش دیگر آنها به عنوان مواد آندی رنگی (رنگی شده در حالت اکسایش) شامل $WO3$ بررسی شده اند[۵].

اکسید نیکل در حالت بدون اعمال ولتاژ بی رنگ و در حالت اعمال ولتاژ قهوه ای تیره است[۶].

روش‌های مختلفی برای لایه‌نشانی NiO وجود دارد که شامل لایه نشانی چرخشی، غوطه‌وری و تبخیری حرارتی است.

۲- روش و مواد آزمایش

به‌منظور تهیه محلول اکسید نیکل، ابتدا نیکل استات ۰/۵ مولار در ۱۰ میلی‌لیتر متوکسی اتانول حل شده و سپس ۰/۳ میلی‌لیتر مونو اتانول آمین به آن اضافه شد و به مدت یک ساعت بوسیله هم‌زن مغناطیسی هم زده شد. به‌منظور ساخت نمونه‌ها، شیشه‌ها دارای لایه FTO به مساحت $15 \times 25\ mm^2$ با شوینده، آب مقطر، پروپانول، استون آزمایشگاهی و بار دیگر آب مقطر در حمام فراصوتی هرکدام به مدت ۱۰ دقیقه شستشو داده شدند و درنهایت در دمای ۱۲۰ درجه سانتی گراد به مدت ۱۵ دقیقه خشک شدند. با استفاده از دستگاه لایه‌نشانی چرخشی با سرعت ۳۶۰۰ دور بر ثانیه و به مدت ۳۰ ثانیه برای سه بار روی سه FTO که قبلاً شسته شده بودند، لایه نشانی انجام شد. سپس این زیر لایه‌ها در دمای۲۵۰، ۳۵۰ و ۴۵۰ درجه سانتی‌گراد به مدت ۴۵ دقیقه بازپخت شدند. با استفاده از دستگاه ضخامت‌سنج سوزنی (دستگاه surface profilometer با تکنیک سوزنی و با دقت ۱۰ نانومتر)، ضخامت لایه اندازه‌گیری شد که مقدار آن ۳۰۰ نانومتر بدست آمد. سپس سه FTO دیگر به منظور تزریق الکترولیت با مته به قطر۰/۷ میلی‌متر سوراخ گردیدند.

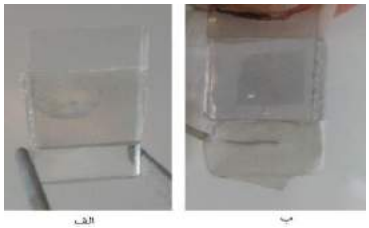
۳- ساخت سلول الکتروکرومیک

برای ساخت سلول الکتروکرومیک از دو شیشه رسانا (FTO) استفاده‌شده است که روی یکی از آنها همان‌طور که گفته شد اکسید نیکل لایه نشانی شده است و شیشه دیگر که روزنه‌ای در آن به‌وسیله مته ایجادشده، بدون لایه است. این دو به‌وسیله‌ی یک لایه‌ی پلیمری جداکننده (اسپیسر) که مربعی به ابعاد ۱*۱ سانتی متر مربع از وسط آن جدا شده است،به هم چسبانده شدند. سپس در فضای خالی ایجاد شده بین آنها از طریق روزنه، الکترولیت لیتیم کلراید ۱ مولار تزریق شد. برای تزریق بهتر الکترولیت، نمونه ساخته شده در خلأ گذاشته شد. برای جلوگیری از تبخیر الکترولیت، روزنه با استفاده از چسبی که مخلوطی از دو ماده رزین اپوکسی و هاردنر است، بسته شد.



شکل ۱: تصویری از اسپیسر و FTO سوراخ شده

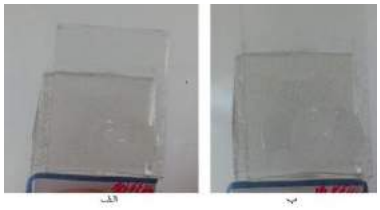
در شکل‌های ۲ ، ۳ و ۴ تصاویری از سلول‌های الکتروکرومیک ساخته شده قبل و بعد از اعمال ولتاژ ۳/۳ ولت، نشان داده شده است.



شکل ۲: الف) سلول ساخته‌شده به روش لایه نشانی چرخشی با دمای بازپخت ۲۵۰ درجه سانتیگراد (بدون اعمال ولتاژ) ب) سلول ساخته‌شده پس از اعمال ولتاژ۳/۳ ولت



شکل ۳: الف) سلول ساخته‌شده به روش لایه نشانی چرخشی با دمای بازپخت ۳۵۰ درجه سانتیگراد (بدون اعمال ولتاژ) ب) سلول ساخته‌شده پس از اعمال ولتاژ۳/۳ ولت



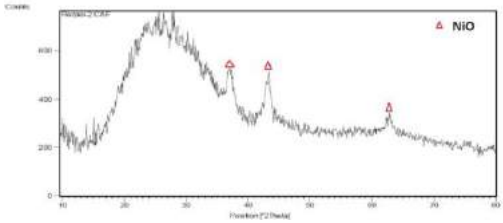
شکل ۴: الف) سلول ساخته‌شده به روش لایه نشانی چرخشی با دمای بازپخت ۴۵۰ درجه سانتیگراد (بدون اعمال ولتاژ) ب) سلول ساخته‌شده پس از اعمال ولتاژ۳/۳ ولت

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۴- اندازه‌گیری سلول‌های ساخته شده

۴-۱- آنالیز XRD:

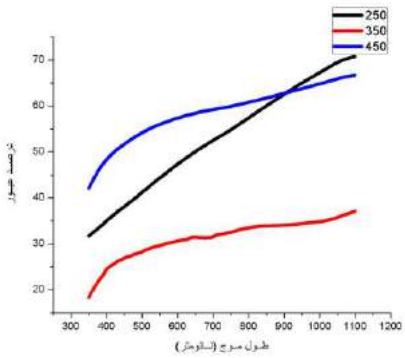
محلول سنتز شده NiO بر روی FTO لایه‌نشانی شد و از آن آنالیز XRD گرفته شد که با توجه به شکل ۵ مشاهده می‌شود که ماده اکسید نیکل لایه نشانی شده دارای سه پیک برجسته است که این پیک‌ها مطابق الگوی اصلی بوده و درنتیجه سنتز به‌درستی انجام‌شده است.



شکل ۵: نمودار XRD از ماده اکسید نیکل سنتز شده

۴-۲- طیف عبور:

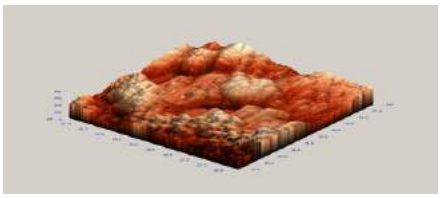
طیف عبور با استفاده از دستگاه اسپکتروفوتومتری دو پرتویی برای گستره طول موجی ۳۶۰ تا ۱۱۰۰ نانومتر و با گام ۱ نانومتر بدست آمده است. در شکل ۶ میزان عبور از لایه‌ی اکسید نیکل لایه نشانی شده بر روی FTO و با دماهای بازپخت ۲۵۰، ۳۵۰ و ۴۵۰ درجه سانتیگراد بر حسب طول موج نشان داده شده است.



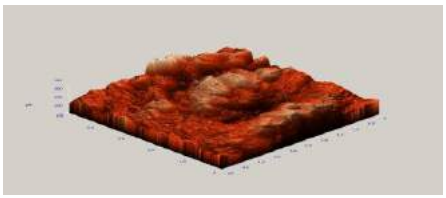
شکل ۶: نمودار تغییرات عبور از لایه‌ی اکسید نیکل لایه نشانی شده بر روی FTO و با دماهای بازپخت ۲۵۰، ۳۵۰ و ۴۵۰ درجه سانتی گراد

۴-۳- آنالیز ریخت شناسی سطحی(AFM):

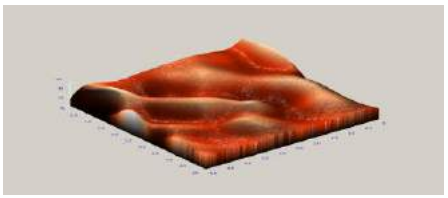
همان‌طور که در شکل‌های ۷، ۸ و ۹ مشاهده می‌شود از لایه اکسید نیکل با دماهای بازپخت ۲۵۰، ۳۵۰ و ۴۵۰ درجه سانتی گراد آنالیز AFM گرفته شد که میانگین پستی و بلندی لایه‌ها به‌ترتیب ۷۰، ۲۸ و ۵ نانومتر است. در نتیجه، بالا رفتن دمای بازپخت باعث یکنواخت‌تر شدن سطح لایه شده است.



شکل ۷: تصویر AFM گرفته‌شده از نمونه لایه نشانی شده به روش چرخشی و با دمای بازپخت ۲۵۰ درجه سانتی گراد



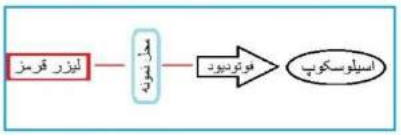
شکل ۸: تصویر AFM گرفته‌شده از نمونه لایه نشانی شده به روش چرخشی و با دمای بازپخت ۳۵۰ درجه سانتی گراد



شکل ۹: تصویر AFM گرفته‌شده از نمونه لایه نشانی شده به روش چرخشی و با دمای بازپخت ۴۵۰ درجه سانتی گراد

۴-۴- زمان پاسخ:

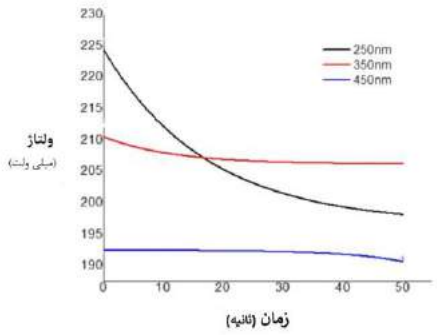
مدت زمان رنگی شدن و بی‌رنگ شدن نمونه را زمان پاسخ می‌گویند که با استفاده از دستگاه آنالیز شامل فوتودیود، لیزر و اسیلوسکوپ برای نمونه‌ها اندازه‌گیری شد که در شکل ۱۰ نمای شماتیکی آن مشاهده می‌شود.



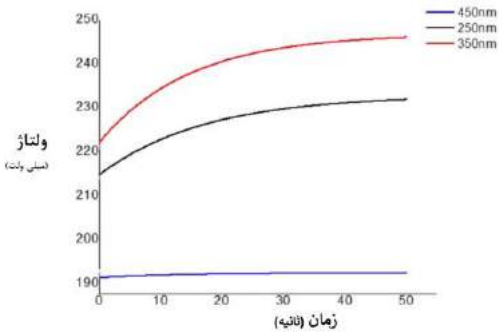
شکل ۱۰: نمای شماتیک از دستگاه آنالیزور

برای تعیین زمان پاسخ نمونه، ۷۰ درصد تغییرات عبور که اختلاف بین زمان کمینه و بیشینه‌ی ولتاژ در نمودار ولتاژ-زمان است، محاسبه شد. نمودارهای ولتاژ-زمان در شکل‌های ۱۱ و ۱۲ مشاهده می‌شوند.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد



شکل ۱۱: نمودار زمان پاسخ سلول‌های الکتروکرومیک ساخته شده به روش چرخشی و با دماهای باز پخت ۲۵۰،۳۵۰ و ۴۵۰ درجه سانتی گراد درحالت تیره شدن



شکل ۱۲: نمودار زمان پاسخ سلول‌های الکتروکرومیک ساخته شده به روش چرخشی و با دماهای باز پخت ۲۵۰، و ۳۵۰ و ۴۵۰ سانتی گراد در حالت شفاف شدن

مقایسه سلول‌های ساخته شده با دماهای بازپخت متفاوت و با اعمال ولتاژ ۳/۳ در جدول ۱ آمده است.

جدول۱: زمان پاسخ سلول‌های الکتروکرومیک ساخته شده به روش چرخشی و با دماهای بازپخت ۲۵۰، ۳۵۰ و ۴۵۰ درجه سانتی گراد

زمان پاسخ در حالت شفاف شدن(ثانیه)	زمان پاسخ در حالت تیره شدن(ثانیه)	
۱۹,۶۰	۳,۷۰	اکسیدنیکل لایه - نشانی شده با دمای بازپخت ۲۵۰°C
۱۵,۷	۱,۱۷	اکسیدنیکل لایه نشانی شده با دمای بازپخت ۳۵۰°C
۰,۰۲	۰,۰۶.	اکسیدنیکل لایه- نشانی شده با دمای بازپخت ۴۵۰°C

با آنالیز نمونه‌های ساخته شده با اکسید نیکل به روش لایه‌نشانی چرخشی و با دماهای بازپخت ۲۵۰، ۳۵۰ و ۴۵۰ درجه سانتیگراد و با ساختار Glass/FTO/NiO/electrolyte/FTO/Glass نتایج قابل توجهی به دست آمد.

نتایج نشان می‌دهد زمان پاسخ به دست آمده برای سلولی که لایه اکسید نیکل آن در دمای ۳۵۰ درجه سانتی گراد بازپخت شده است، از مقادیر کمتری برخوردار بوده است. در دمای ۴۵۰ درجه سانتی گراد مقادیر زمان پاسخ ناچیز بود و همچنین طبق شکل ۴ تغییر رنگ محسوسی در آن مشاهده نشد و این به معنی آن است که سلول ساخته شده با این دمای بازپخت سلول مطلوبی نیست.

۵- نتیجه‌گیری

باتوجه به اینکه سلول ساخته شده به روش چرخشی با دمای بازپخت ۳۵۰ درجه سانتی گراد زمان پاسخ کمتری نسبت به دیگر سلول‌های ساخته شده با دماهای بازپخت ۲۵۰ درجه سانتی گراد دارد و همچنین مطلوب نبودن سلول ساخته شده با دمای بازپخت ۴۵۰ درجه سانتی گراد ، میتوان گفت که دمای ۳۵۰ درجه سانتی گراد به عنوان دمای بهینه برای لایه نشانی به روش چرخشی پیشنهاد می-شود.

۶- منابع

[1] L. M. Bertus, C. Faure, a. Danine, C. Labrugere, G. Campet, a. Rougier, and a. Duta, “Synthesis and characterization of WO3 thin films by surfactant assisted spray pyrolysis for electrochromic applications,” Mater. Chem. Phys., vol. 140, no. 1, pp. 49–59, 2013.
[2] S. K. Deb, “Photovoltaic-Integrated Electrochromic Device for Smart-Window Applications Preprint,” no. May, 2000.
[3] P.M.S Monk, R.J Mortimer, D.R. Rossensky, Electrochromism: Fundamentals and applications (1995) Weinheim, VCH.
[4] Granqvist, C. G. (Ed.). (1995). Handbook of inorganic electrochromic materials. Elsevier.
[5] Moulki, H., Park, D. H., Min, B. K., Kwon, H., Hwang, S. J., Choy, J. H., ... & Rougier, A. (2012). Improved electrochromic performances of NiO based thin films by lithium addition: from single layers to devices. Electrochimica Acta, 74, 46-52.
[6] Pang, Y., Chen, Q., Shen, X., Tang, L., & Qian, H. (2010). Sizecontrolled Ag nanoparticle modified WO 3 composite films for adjustment of electrochromic properties. Thin Solid Films, 518(8), 1920-1924.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

اندازه گیری ضرایب اپتیکی خطی و غیرخطی صفحات اکسید روی رشد یافته به روش الکتروشیمی

عباس قاسم‌پور اردکانی، فاطمه کشاورز نسب، نیلوفر صادقی، مجتبی ابراهیمی رزگله، عبدالناصر ذاکری

شیراز، دانشگاه شیراز، بخش فیزیک

چکیده – در این مقاله، صفحات اکسید روی به روش الکتروشیمی بر روی یک زیر لایه از جنس *FTO* رشد داده می شوند. ضرایب اپتیک غیر خطی این صفحات با استفاده از روش جاروب *z* اندازه گیری می شود. در این روش از لیزر *Nd-YAG* پیوسته با طول موج ۵۳۲ نانومتر به عنوان چشمه تابشی استفاده شده است. نتایج تجربی ما نشان می دهد که صفحات *ZnO* دارای ضریب شکست غیر خطی مثبت بوده و از خود پدیده‌ی غیر خطی خود کانونی نشان می دهند. همچنین نتایج جاروب *z* نشان می دهد که صفحات *ZnO* رشد داده شده در این مقاله دارای جذب اشباع می باشند. در نهایت با استفاده از ضریب شکست غیر خطی و ضریب جذب غیر خطی، پذیرفتاری غیر خطی برای صفحات اکسید روی بدست می آید.

کلید واژه- صفحات اکسید روی، روش الکتروشیمی، روش جاروب z، خواص اپتیک غیر خطی.

Measurement of linear and nonlinear optical properties of Zinc Oxide sheets grown by electrochemical deposition method

Abbas Ghasempour Ardakani, Fatemeh Keshavarznasab, Niloofar Sadeghi, Mojtaba Ebrahimi, Abdolnaser Zakery

Physics Department, Shiraz University, Shiraz, Iran

Abstract- In this paper zinc oxide sheets are grown on a FTO substrate using electrochemical method. The nonlinear optical coefficients of these sheets are determined using the z-scan technique. In this method, a cw Nd-YAG laser with wavelength of 532 nm is applied as the radiation source. Our experimental results indicate that the ZnO sheets have positive nonlinear refractive index and exhibit the nonlinear self-focusing phenomenon. Furthermore, the z-scan results reveal that ZnO sheets grown in this paper possess saturated absorption. Finally, the third order nonlinear susceptibility is obtained for ZnO sheets by using the measured nonlinear refractive index and nonlinear absorption coefficient.

Keywords: zinc oxide sheets, electrochemical method, z-scan technique, nonlinear optical properties.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

اکسید روی یک ساختار شش گوشهٔ پایدار و یک ترکیب نیمه رسانا است که دارای گاف نواری 3.4 eV است. همچنین داشتن ویژگی‌های قابل توجه دیگر از جمله: پیزوالکتریک بودن، پایداری مکانیکی، فراوانی و غیره منجر شده تا این ترکیب کاربردهای فراوانی در ابزارهای نوری، حسگرهای گازی، الکترونیک نوری و سلول خورشیدی داشته باشد. سنتز نانوساختارهای ZnO با روش‌های مختلفی از جمله: الکتروشیمیایی، اسپاترینگ، سل ژل و هیدروترمال انجام می‌شود. پرادهان و همکارانش در سال ۲۰۰۸ نانو ساختارهای یک بعدی و دوبعدی اکسید روی را به روش الکتروشیمیایی رشد دادند [۱]. همچنین در سال ۲۰۰۴ نانوصفحات اکسید روی را به روش الکتروشیمیایی رشد داده شد. [۲].

در سال‌های اخیر تعیین خواص نوری غیر خطی مواد به دلیل اهمیت بالا و کاربردهای فراوان آنها از جمله در سنسورها، سوئیچ ها و محدود کننده‌های نوری مورد توجه زیادی قرار گرفته است،که ZnO یکی از موادی است که از خواص نوری غیر خطی بالایی برخوردار است.

ژانگ و همکارش در سال ۲۰۰۴ به ساخت و بررسی نانو ساختارهای اکسید روی با روش جاروب z پرداختند [۳]. همچنین هریپادمان و همکارانش در سال ۲۰۱۲ با استفاده از روش جاروب z به مطالعه خاصیت محدودکنندگی نوری nanotop های اکسید روی پرداختند [۴].

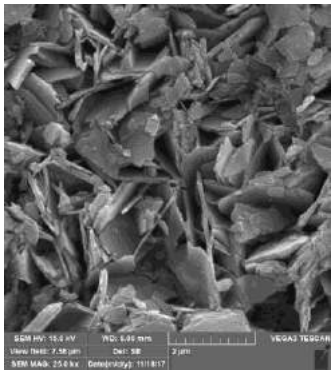
اپتیک غیر خطی به بررسی برهم کنش نور شدید با ماده که منجر به تغییر خواص نوری آن می‌شود، می‌پردازد. از جمله پارامترهایی که می‌توان با اندازه‌گیری آنها خواص نوری غیر خطی ماده را تشخیص داد، ضریب شکست غیرخطی (n_2) و ضریب جذب غیر خطی (β) است. روش های مختلفی برای اندازه گیری این ضرایب وجود دارد که از جمله آنها می‌توان به روش جاروب Z، تداخل غیر خطی، ترکیب چهار موج تبهگن، اعوجاج پرتو و . . . اشاره کرد. روش جاروب Z توسط شیخ بهایی و همکارانش در سال ۱۹۸۹بر پایهٔ خود کانونی شدن پرتو توسعه داده شد [۵]. در این روش نمونه در مقابل یک پرتو لیزری که توسط عدسی کانونی شده قرار می‌گیرد. با جابجا کردن نمونه در امتداد محور کانونی شدن پرتوی لیزر، به دلیل تغییر شدت فرودی آن، نمونه مانند یک عدسی وابسته به شدت رفتار می‌کند. اگر در فاصلهٔ دور از نمونه یک روزنه کوچک قرار داده شود، تغییر در توزیع شدت در صفحهٔ شکاف آشکار می‌شود. بنابراین تراگسیلندگی عبوری از روزنه در موقعیت های مختلف نمونه نسبت به روزنه تغییر می‌کند. با رسم نمودار تراگسیلندگی بهنجار برحسب مکان نمونه و برازش آن با نمودار نظری می‌توان ضریب شکست غیر خطی و همچنین در حالتی که روزنه باز باشد می‌توان ضریب جذب غیر خطی ماده را محاسبه کرد.

در سال های اخیر، خواص غیر خطی فیلم ها و نانو ساختار های اکسید روی بررسی و اندازه گیری شده است [۴-۳]. با این وجود، تا آنجا که ما اطلاع داریم گزارشی در مورد اندازه گیری خواص غیر خطی صفحات ZnO منتشر نشده است. در این مقاله، صفحات اکسید روی به روش لایه نشانی الکتروشیمیایی رشد داده می شوند. سپس با استفاده از روش جاررب z، ضریب شکست غیر خطی، ضریب جذب غیر خطی و پذیرفتاری مرتبه‌ی سوم برای این صفحات اندازه گیری خواهد شد.

۲- روش رشد صفحات اکسید روی

لایه نشانی الکتروشیمی در دمای ۷۰ درجه‌ی سانتیگراد و پتانسیل ۱/۱- ولت نسبت به پتانسیل الکترود کلرید جیوه اشباع انجام می‌شود. از یک شیشه که بر روی آن لایه‌ی نازک اکسید قلع آلاییده به فلور (FTO) لایه نشانی شده است، به عنوان الکترود کار و شمارنده در یک سلول سه الکترودی استفاده می‌کنیم. بسته به زمان رشد و غلظت محلول نیترات روی، اندازه و شکل این صفحات تغییر می‌کند. در این مقاله، زمان رشد را ثابت و برابر با ۳ دقیقه در نظر می‌گیریم از ۲۰ میلی‌لیتر محلول آبی ۰/۱ مولار کلرید پتاسیم و غلظت ۰/۰۶ مولار نیترات روی به عنوان الکترولیت در سلول سه الکترودی استفاده می‌کنیم. لایه نشانی توسط دستگاه پتانسیو استات انجام می‌شود. سپس نمونه‌ی آماده شده را به مدت یک ساعت در هوا در دمای ۲۰۰ درجه‌ی سانتیگراد حرارت می‌دهیم.

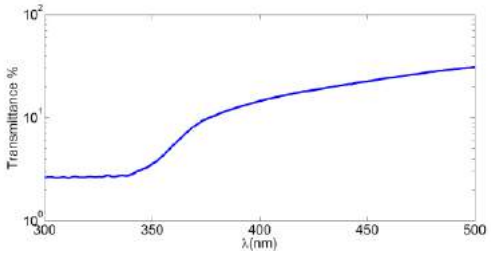
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد



شکل ۱: تصویر SEM از نانو صفحات ZnO رشد یافته با استفاده از روش الکتروشیمی. خط مقیاس ۲ میکرون است.

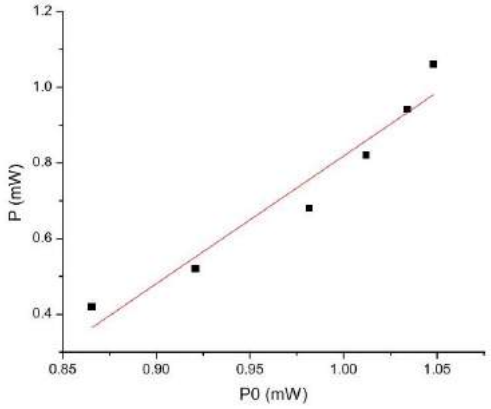
۳- بحث و نتایج آزمایش

شکل۱ تصویر میکروسکوپ الکترونی (SEM) مربوط به ساختار رشد یافته صفحات ZnO نشان داده شده است. تصویر SEM نشان می‌دهد که صفحات ZnO با اندازه و جهت گیری‌های مختلف رشد یافته‌اند. میانگین اندازه این صفحات دو میکرون است. شکل ۲، طیف عبوری از ساختار رشد یافته در بازه‌ی طول موجی ۳۰۰ تا ۵۰۰ نانومتر نشان داده شده است.



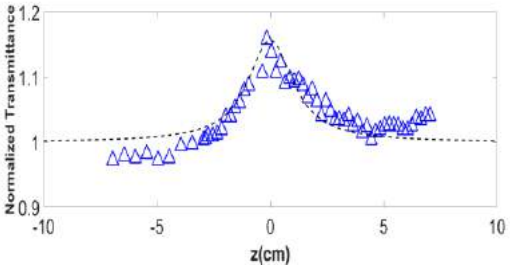
شکل ۲: منحنی طیف عبور برای صفحات اکسید روی.

با بررسی شکل به این نتیجه می‌رسیم که لبه‌ی جذب در طول موج ۳۷۳ نانومتر قرار دارد و برای طول موج های کمتر از لبه‌ی جذب، نور فرودی به شدت جذب خواهد شد. مقدار لبه ی جذب بدست آمده ار مقدار طول موج لبه‌ی جذب ZnO توده کمتر است که این امر به علت کوچک بودن اندازه صفحات اکسید روی است. شکل ۳ نمودار توان ورودی برحسب توان خروجی ماده را نشان می‌دهد. با برازش این داده ها با رابطه ی بیر مقدار جذب خطی نمونه بدست می‌آید که مقدار آن در جدول۱ آورده شده است.



شکل ۳: منحنی توان خروجی برحسب توان ورودی برای صفحات ZnO.

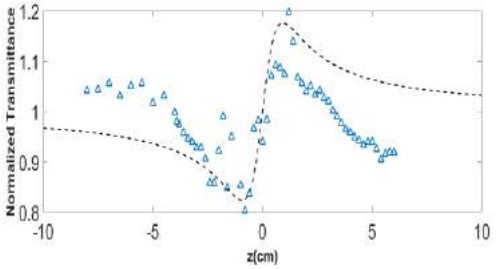
شکل۴ نمودار روزنه باز جاروب z را در توان ۴۰ میلی‌وات نشان می‌دهد نقاط نتایج تجربی و منحنی خط چین برازش تئوری را نشان می‌دهد. قله نشان داده شده در نمودار جاروب z نشان دهنده جذب غیرخطی منفی است که این ناشی از جذب اشباع غیرخطی بزرگ در نمونه است. با استفاده از منحنی برازش شده مقادیر ضریب جذب غیرخطی و همچنین شدت اشباع بدست آمد [۶]. که مقادیر آن در جدول ۱ آمده است.



شکل ۴ : نمودار جاروب z روزنه باز نانو صفحات ZnO را نشان می-دهد. نمودار نقطه چین مقدار تئوری و نقاط مثلثی مقادیر بدست آمده از آزمایش را نشان می‌دهند.

شکل۵ نمودار روزنه بسته جاروب z را نشان می‌دهد. وجود دره قبل از قله در نمودار نشان دهنده این موضوع است که ضریب شکست غیرخطی نمونه مثبت است و پدیده خودکانونی در این نمونه مشاهده می‌شود. به عبارت دیگر نمونه مانند یک عدسی مثبت وابسته به شدت عمل می‌کند. با برازش داده های تجربی نمونه شکل ۵ با تئوری [۵] مقدار ضریب شکست غیرخطی از مرتبه (cm^2/W) 10^{-10} به دست می‌آید که این امر مکانیزم جذب اشباع اتمی را نشان می‌دهد [۷].

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد



شکل ۵: نمودار جاروب z روزنه بسته را نشان می‌هد نقاط داده های بدست آمده از آزمایش و نمودار خط چین مقدار بدست آمده از تئوری آزمایش را نشان می‌دهد

با استفاده از مقدار ضریب شکست غیر خطی و ضریب جذب غیرخطی که به ترتیب متناسب با قسمت حقیقی و موهومی پذیرفتاری مرتبه سوم هستند می توان بر اساس رابطه ۱ پذیرفتاری اپتیکی مرتبه سوم نانو صفحات ZnO بدست آورده شد. قدر مطلق پذیرفتاری مرتبه‌ی سوم در جدول ۱ نشان داده شده است.

$$\mathrm{Im}(\chi^{(3)})\ (\mathrm{esu}) = 10^{-2}\varepsilon_0 c^2 n_0^2\,\lambda\beta\left(\frac{cm}{w}\right)\Big/_{4\pi^2} \qquad (۱)$$

$$\mathrm{Re}(\chi^{(3)})(\mathrm{esu}) = 10^{-2}\varepsilon_0 c^2 n_0^2\, n_2\left(\frac{cm^2}{w}\right)\Big/_{\pi}$$

جدول۱: ضرایب اپتیک خطی و غیرخطی نانو صفحات ZnO.

I_0 (W/cm^2)	n_2 (cm^2/W)	β (cm/W)	I_s (W/cm^2)	α (cm^{-1})	$\lvert\chi^{(3)}\rvert$
807	8.192×10^{-9}	0.0011	1645	2.2	1.47×10^{-6}

بنابراین صفحات ZnO رشد داده شده در این مقاله دارای خواص اپتیک غیرخطی بزرگ هستند که موجب می‌شود در سوییچ های نوری، موجبرهای غیر خطی، تراشه‌های دو پایدار، پردازش سیگنال‌های اپتیکی، تولید هارمونیک دوم و سوم مورد استفاده قرار گیرند. علاوه بر این، ZnO با توجه به اینکه از گاف انرژی بالایی برخوردار است، دارای آستانه‌ی تخریب بالایی تحت تابش‌های لیزری می‌باشد. همچنین با توجه به اینکه اندازه‌ی صفحات اکسید روی، با تغییر زمان رشد قابل کنترل هستند، انتظار می‌رود که با تغییر اندازه‌ی صفحات بتوان ضرایب غیر خطی صفحات را کنترل کرد. در ضمن رشد آسان صفحات ZnO ، امکان آلاییدن آنها با مواد مختلف، پایداری مکانیکی و شیمیایی بالای آنها و غیر سمی بودن آنها نیز موجب می‌شود که این نانوساختار کاندیدای مناسبی برای کاربرد در تراشه-هایی باشد که بر اساس اثرات غیر خطی کار می‌کنند.

۴- نتیجه‌گیری

در ابتدا، در این مقاله نانو صفحات ZnO با استفاده از روش الکتروشیمیایی رشد داده شد. سپس با استفاده از یک لیزر Nd-YAG پیوسته با توان ۴۰ میلی‌وات با استفاده از تکنیک جاروب Z خواص غیر خطی این صفحات اندازه گیری شد. اندازه ضریب شکست غیرخطی نمونه از مرتبه 10^{-10} (cm^2/W) بدست آمد که نشان دهنده جذب اشباع اتمی در نمونه است. همچنین با استفاده از نمودار جاروب Z روزنه باز، ضریب جذب غیرخطی محاسبه شد. که ضریب جذب غیرخطی نیز جذب اشباع را نشان می‌دهد. خواص غیرخطی بالای ZnO موجب می‌شود که این ماده کاندیدای مناسبی برای سوئچ های نوری و قفل شدگی مد باشد.

مراجع

[1] Pradhan, Debabrata, and Kam Tong Leung. "Controlled growth of two-dimensional and one-dimensional ZnO nanostructures on indium tin oxide coated glass by direct electrodeposition." *Langmuir* 24.17 (2008): 9707-9716.

[2] Illy, B., et al. "Electrochemical growth of ZnO nanoplates." *Nanotechnology* 16.2 (2005): 320.

[3] Zhang, Lei Z., and Guo-Qing Tang. "Preparation, characterization and optical properties of nanostructured ZnO thin films." *Optical Materials* 27.2 (2004): 217-220.

[4] Haripadmam, P. C., et al. "Optical limiting studies of ZnO nanotops and its polymer nanocomposite films." *Applied Physics Letters* 101.7 (2012): 071103.

[5] Sheik-Bahae, M., Said, A.A., Wei, T.H., Hagan, D.J. and Van Stryland, E.W., 1990. Sensitive measurement of optical nonlinearities using a single beam. IEEE journal of quantum electronics, 26(4), pp.760-769.

[6] M. Ebrahimi, A. Zakery, M. Karimipour, M. Molaei, "Nonlinear optical properties and optical limiting measurements of graphene Oxide-Ag@TiO2 compounds," Optical materials, vol.57, pp.146-152, 2016.

[7] R. W. Boyd, Nonlinear optics. Academic press, 2003.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

بررسی تاثیر پارامترهای تقویت‌کننده‌ی بازتولیدی بر تقویت گسیل خودبه‌خودی

زینب اکبری، لاله رحیمی نژاد ، سید مهدی موسوی، سید علی اصغر عسگری و نرگس کفایی

دانشگاه صنعتی مالک اشتر-پژوهشکده‌ی علوم و فناوری اپتیک و لیزر، شاهین‌شهر، اصفهان

دانشگاه شیراز-گروه فیزیک، شیراز

دانشگاه شهید چمران اهواز –گروه فیزیک، اهواز

چکیده - در تقویت‌کننده‌های نوری، سیگنال در حال عبور از تقویت‌کننده به نوع مهمی از نوفه موسوم به گسیل خوبه‌خودی تقویت‌شده آمیخته می‌شود. یافتن راه حل مناسب برای کاهش موثر این نوفه در تقویت‌کننده ملزم به بررسی اثر پارمترهای مختلف تقویت‌کننده بر این نوفه است. در این مقاله تاثیر انرژی سیگنال، طول محیط بهره و بهره‌ی سیگنال کوچک بر گسیل خودبه‌خودی تقویت شده در تقویت‌کننده‌ی بازتولیدی، شبیه‌سازی و بررسی شده است. نتایج حاصل در انتخاب روش کاهش گسیل خودبه‌خودی تقویت‌شده در تقویت‌کننده‌ی بازتولیدی بسیار مفید خواهند بود.

کلید واژه-تقویت‌کننده‌ی بازتولیدی، گسیل خودبه‌خودی تقویت‌شده، انرژی سیگنال ورودی، طول محیط بهره، بهره‌ی سیگنال کوچک.

Investigation of the effect of regenerative amplifier parameters on amplified spontaneous emission

Zeinab Akbari, Laleh Rahimi Nejad, Seyyed Mahdi Mousavi, Seyyed Ali Asghar Askari, Narges Kafaei

Optics & Laser Scince & Technology Research Center,Malek-ashtar University of Technology, Shahin Shahr, Isfahan

Shiraz University, Department of Physics, Shiraz

Shahid Chamran University of Ahvaz, Department of Physics, Ahvaz

Abstract- passing signal from an amplifier is doped to the noise named amplified spontaneous emission (ASE). To find effective reducing method of this noise needs that we examine effect of the amplifier different parameters respect to it. In this letter we have done a complete analysis of characteristic ASE versus seed energy, gain medium length and small signal gain via stimulating of ASE in a regenerative amplifier. The results will be suit to select effective reducing method of ASE in a regenerative amplifier

Keywords: regenerative amplifier, amplified spontaneous emission, seed energy, gain medium length, small signal gain

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

تپ‌های کوتاه لیزری با انرژی بالا از اهمیت ویژه‌ای در تحقیقات علمی و کاربردهای صنعتی برخوردار هستند از این رو تقویت تپ یکی از ملزومات سامانه‌های لیزری است. معمولا برای تقویت این تپ‌ها از روش موسوم به تقویت تپ چیرپ شده(CPA) استفاده می‌شود[۱]. در این سیستم‌ها امکان آمیخته شدن تپ (سیگنال) در حال عبور از تقویت‌کننده به نوع مهمی از نوفه موسوم به گسیل خودبه‌خودی تقویت‌شده(ASE) وجود خواهد داشت. منشأ ایجاد این نوفه فوتون‌های غیر هم‌فاز تابش‌شده در فرایند گسیل خودبه‌خود در تقویت‌کننده‌ی نوری می‌باشند که پس از تولید وارد چرخه‌ی تقویت‌شده و به همراه فوتون‌های سیگنال اصلی شروع به رشد می‌کنند. وجود ASE نه‌تنها موجب نوسانات کاتوره‌ای شدت (به دلیل فاز کاتوره‌ای فوتون‌های تابش‌شده در فرایند گسیل خودبه‌خود) و تخریب نیم‌رخ زمانی سیگنال می‌گردد، بلکه باعث ایجاد مشکلات دیگری از قبیل باریک شدگی طیفی سیگنال تقویت‌شده، کاهش ضریب تقویت سیگنال و کاهش نسبت شدت سیگنال به نوفه (SNR) نیز می‌گردد [۲].

تابه‌حال روش‌های مختلفی برای کاهش این نوفه در تقویت‌کننده‌های CPA از قبیل استفاده از چیدمان(DCPA) [۳]، جاذب اشباع‌پذیر[۴]،استخراج در حین پمپاژ(EDP) [۵] و... پیشنهادشده است.

کاهش ASE به‌ویژه در طبقات اول تقویت‌کننده، برای جلوگیری از تقویت آن در دیگر طبقه‌ها، بسیار مهم است؛ بنابراین بررسی وابستگی ASE به پارامترهای مختلف تقویت‌کننده و انتخاب پارامتر بهینه برای کاهش ASE از اهمیت شایانی برخوردار است. در این مقاله ما با بهره گیری از معادلات نرخ تقویت سیگنال و گسیل خودبه‌خودی[۶] تاثیر طول محیط بهره، انرژی سیگنال و بهره‌ی سیگنال کوچک مختلف بر ASE را شبیه سازی و بررسی می‌کنیم.

۲- روش کار

به منظور محاسبه‌ی تقویت همزمان گسیل‌خودبه‌خودی و سیگنال در یک تقویت‌کننده‌ی بازتولیدی از دستگاه معادلات جفت‌شده تقویت سیگنال و ASE بهره می‌گیریم معادلات حاکم بر سیستم دوترازی تکفام به صورت:

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = -\sigma c N_2 (N_s + N_{ASE}) - \frac{N_2}{\tau_f} \qquad (۱)$$

$$\frac{\partial N_s}{\partial t} + \frac{\partial N_s}{\partial x} c = \sigma c N_2 N_s \qquad (۲)$$

$$\frac{\partial N_{ASE}}{\partial t} + \frac{\partial N_{ASE}}{\partial x} c = \sigma c N_2 N_{ASE} + \frac{N_2}{\tau_r} K_{\Delta\Omega} \qquad (۳)$$

می‌باشد. σ سطح مقطع گسیل، c سرعت نور در خلأ، τ_f طول عمر تراز دوم، τ_r زمان فروافت فوتون‌های تابشی N_2, N_{ASE}, N_s به ترتیب چگالی حجمی فوتونهای سیگنال، چگالی حجمی فوتون‌های ASE و چگالی حجمی اتم‌های برانگیخته می‌باشند. $K_{\Delta\Omega}$ کسری از گسیل خودبه‌خودی تولید شده در کل زاویه‌ی فضایی 4π است که در تقویت-کننده، تقویت می‌شوند. اگر تقویت تنها برای مد اصلی باشد (TEM_{00}) $K_{\Delta\Omega}$ با واگرایی مد TEM_{00} ، تعیین می-شود[۷]. در این صورت خواهیم داشت:

$$K_{\Delta\Omega} = \frac{\lambda^2}{4\pi . A} \qquad (۴)$$

که در آن λ طول موج سیگنال تقویت‌کننده و A سطح مقطع پمپ است. در نوشتن روابط (۱)-(۳) فرض شده است که محیط پیش از ورود سیگنال تا مقدار معینی پمپ شده، همچنین تقویت گسیل خودبه‌خودی تنها در راستای تقویت سیگنال در نظر گرفته‌شده است.

معادلات را برای یک تقویت‌کننده‌ی بازتولیدی با محیط فعال تیتانیوم سفایر، سطح مقطع ۰/۱ سانتی متر مربع،

---

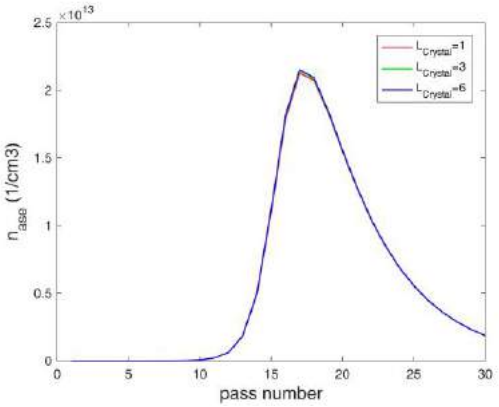
[۱] Chirped pulse amplification (CPA)
[۲] Amplified spontaneous emission (ASE)
[۳] Signal to noise ratio (SNR)
[۴] double Chirped pulse amplification (DCPA)
[۵] Extracting during pumping (EDP)

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

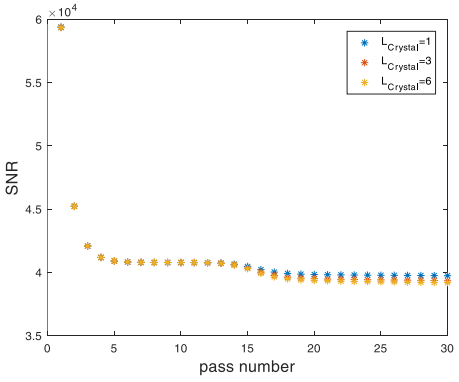
$\tau_f = 3.2us$ ،$\tau_r = 4us$ [۸] و ضریب اتلاف ۲۰٪در هر عبور به روش عددی تفاضل محدود[۱] با استفاده از کد نویسی در نرم افزار متلب، برای سه مقدار متفاوت از طول محیط بهره، انرژی سیگنال ورودی و بهره‌ی سیگنال کوچک، در طول موج ۷۹۵ نانومتر،حل و شبیه سازی شده است. دقت روش حل عددی متناسب با گام زمانی و مکانی انتخاب شده برای حل (Δt و Δx) است.

۳- نمودارها

شکل۱ چگالی فوتون‌های ASE تولید شده با فرض ثابت بودن بهره‌ی سیگنال کوچک(G_0=۴) و انرژی سیگنال ورودی(۱nj) در سه طول مختلف را نشان می‌دهد.



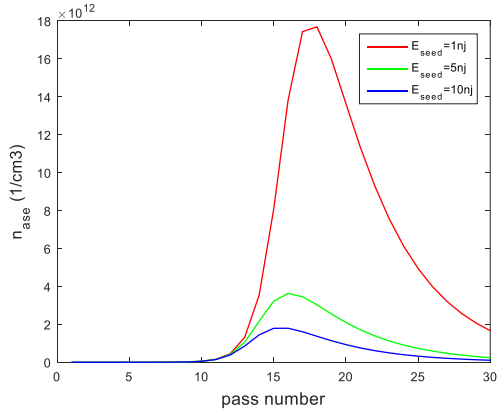
شکل۱:چگالی فوتون‌های ASE برای سه طول مختلف از محیط بهره



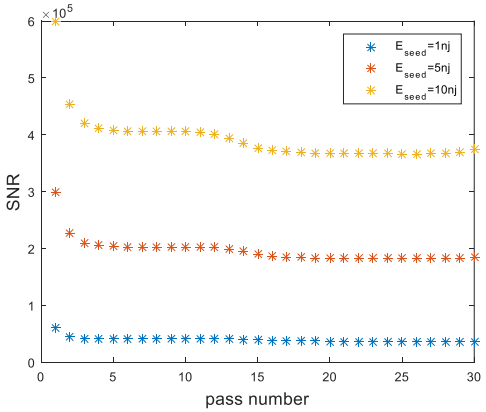
شکل۲: نسبت سیگنال به نوفه برای سه طول مختلف از محیط بهره

با توجه به اینکه بهره‌ی سیگنال کوچک در هر سه طول یکسان فرض شده است. با افزایش طول کریستال چگالی اتم‌های برانگیخته در واحد حجم کاهش می‌یابد. نتیجتا باتوجه به نمودار۱و۲ تغییری در ASE و SNR با افزایش طول نخواهد بود. تفاوت اندک مشاهده شده در این دو نمودار ناشی از خطای روش حل عددی است که با استفاده از انتخاب گام مکانی کوچکتر این خطا کمتر خواهد شد.

تاثیر سیگنال ورودی به تقویت‌کننده با انرژی متفاوت بر ASE در شکل۳ و شکل۴ به ازای طول کریستال ۱cm و G_0=۴ به تصویر کشیده شده‌است. سیگنال ورودی بزرگتر، رقیب قدرتمندتری در تخلیه محیط بهره برای ASE می-شود. که کم شدن قله‌ی ASE را بدنبال خواهد داشت.



شکل۳: چگالی فوتون‌های ASE برای سه انرژی سیگنال ورودی مختلف از محیط بهره



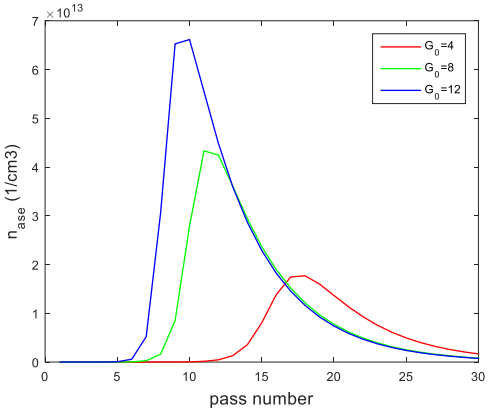
شکل۴: نسبت سیگنال به نوفه برای سه انرژی سیگنال ورودی مختلف از محیط بهره

افزایش سیگنال خروجی از نوسانگر لیزر قبل از ورود به تقویت‌کننده‌ی بازتولیدی تا زیر آستانه‌ی تخریب اداوات نوری با استفاده از یک پیش تقویت کننده منجر به کاهش چشم گیر ASE می‌شود.

[۱] Finite_difference Method

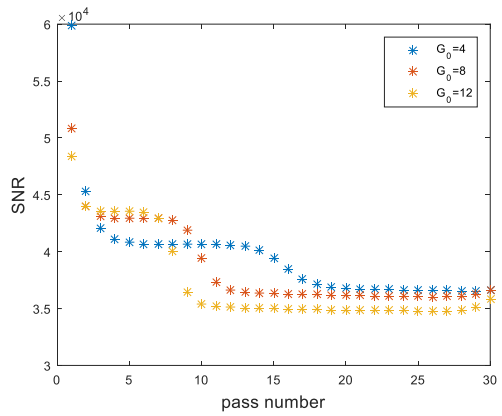
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

تغییر بهره‌ی سیگنال کوچک توسط انرژی پمپاژ محیط بهره، منجر به رفتار متفاوت ASE و SNR در تقویت‌کننده می شود. چگالی فوتون‌های ASE و SNR برای انرژی سیگنال ورودی (۱nj) و طول محیط (۱cm) در سه بهره-ی سیگنال کوچک متفاوت به ترتیب در شکل۵ و شکل۶ نشان داده شده‌است. با افزایش بهره، ASE نیز رشد بیشتری خواهد کرد. بدیهی است که هرچه بهره بیشتر باشد زودتر اشباع می‌شود.



شکل۵:چگالی فوتون‌های ASE برای سه بهره‌ی سیگنال کوچک مختلف از محیط بهره

با افزایش بهره‌ی سیگنال کوچک، ASE خصوصا در عبورهای ابتدایی که سیگنال تقریبا ضعیف است، افزایش سریعی دارد، که نتیجه‌ای در کاهش SNR را بدنبال دارد. در عبورهای بعدی با افزایش سیگنال، و غلبه آن بر ASE روند SNR عکس حالت ابتدایی خواهد بود، و در نهایت بدلیل باقی‌ماندن بهره‌ی بالاتر در محیط بعد از رسیدن سیگنال به قله‌ی بهره، SNR در محیط با بهره‌ی بالاتر، کاهش خواهد یافت. اشکال عمده در اینجا بهره بالا در ابتدای تقویت است که می‌توان به جای روش معمول تزریق سیگنال ورودی بعد از پمپاژ کامل محیط تقویت-کننده، پمپاژ محیط را در هنگام تقویت سیگنال انجام داد. به طوری که بهره‌ی کلی در هر دو حالت، یکی باشد. بدین منظور بایستی از پمپی با پهنای زمانی در مرتبه‌ی تمام فرایند تقویت استفاده شود (در مرتبه‌ی میکروثانیه) و یا اینکه در هر عبور سیگنال، محیط به مقدار لازم برای تقویت پمپ شود (لیزر پمپ با نرخ تکرار بالا).



شکل۶: نسبت سیگنال به نوفه برای سه بهره‌ی سیگنال کوچک مختلف از محیط بهره

۴- نتیجه‌گیری

در این مقاله اثر پارامترهای قابل تغییر در تقویت‌کننده‌ی بازتولیدی، طول محیط بهره، انرژی سیگنال ورودی، بهره سیگنال کوچک بر ASE مورد بررسی و شبیه سازی قرار گرفت. در صورت ثابت بودن بهره‌ی سیگنال کوچک، طول محیط فعال تاثیر چندانی بر ASE نخواهد داشت.

همچنین برای داشتن کمینه‌ی ASE بایستی از یک پیش تقویت‌کننده قبل از تقویت‌کننده‌ی بازتولیدی استفاده کرد. استفاده از پمپاژ محیط در زمان تقویت، بهره‌ی سیگنال کوچک را کم و منجر به کاهش ASE می‌شود.

مراجع

[1] D. Strickland and G. Mourou, *Compression of amplified chirped optical pulses*, Opt Commun, pp. 219–221, 1985.

[2] Deb, Paramita, Kailash C. Gupta, and Jayant Fuloria. "Nd: glass regenerative amplifier with increased bandwidth and high output energy for chirped pulse amplification systems." *Applied optics*49.10,pp.1698-1706, 2010.

[3] A. Jullien et al."Nonlinear spectral cleaning of few-cycle pulses via cross-polarized wave (XPW) generation", Appl. Phys. B, vol. 96, no. 2–3, pp. 293–299, Aug. 2009.

[4] W. Zhang, Y. Wang, Q. Wang, L. Chai, and Q. Xing, "Amplified spontaneous emission and its restraint in a terawatt Ti: Sapphire amplifier", Sci. China Ser. Math. vol. 43, no. 8, pp. 853–860, Aug. 2000.

[5] V. V. Chvykov and K. Krushelnik, *Suppression of Amplified Spontaneous Emission (ASE) by Extraction During Pumping (EDP) in the Large Aperture Multi-Pass Amplifiers*, pp. FM4G.4, 2012.

[۶] اکبری، زینب و همکاران ، *مدل بندی و شبیه‌سازی تقویت گسیل خودبه‌خودی و سیگنال در تقویت‌کننده‌ی بازتولیدی*، پنجمین همایش مهندسی اپتیک و لیزر،۱۳۹۶.

[7] S. Keppler *et al.*, “The generation of amplified spontaneous emission in high-power CPA laser systems,” *Laser Photonics Rev.*, vol. 10, no. 2, pp. 264–277, 2016.

[8] Koechner, Walter. *Solid-state laser engineering*. Vol. 1. Springer, 2013.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

ضریب جذب نوری در چاه‌های کوانتومی کرنشی دوگانه ZnO/MgZnO

مهناز مجاب آبپرده، محمد جواد کریمی، سید مهدی حسینی

دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شیراز، شیراز

چکیده - در این مقاله، ضریب جذب نوری کل در چاه‌های کوانتومی کرنشی دوگانه ZnO/MgZnO مطالعه می‌شود. اثرات پهنای سد و غلظت منیزیم بر روی ضریب جذب نوری کل مورد بررسی قرار می‌گیرند. نتایج نشان می‌دهند که با افزایش پهنای سد قله تشدید ضریب جذب نوری کل افزایش می‌یابد و به سمت مقادیر انرژی فوتون فرودی کمتر جابجا می‌شود. همچنین، با افزایش غلظت منیزیم اندازه قله‌های تشدید ضریب جذب نوری کل کاهش می‌یابد و مکان آن‌ها به سمت انرژی‌های فوتونی بیشتر می‌رود.

Optical Absorption Coefficient of Strained ZnO/MgZnO Double Quantum Wells

Mahnaz Mojab Abpardeh, Mohammad Javad Karimi, Seyyed Mehdi Hosseini

College of Physics, Shiraz University of Technology, Shiraz

Abstract- In this paper, the total optical absorption coefficient in strained ZnO/MgZnO double quantum wells is studied. The effects of Mg concentration and barrier width on the total optical absorption coefficient are investigated. Results show that with increasing barrier width, the resonant peak of the total optical absorption coefficient increases and shifts to the lower values of the incident photon energy. Moreover, with increasing Mg concentration, the peaks of the total optical absorption decrease and their places shift to the higher values of photon energy.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

چاه‌های کوانتومی که از نیم‌رساناهای دارای ساختار شش گوشه‌ای ساخته شده‌اند، از جهت کاربردهای ابزاری از قبیل LEDهای فرابنفش، آبی و سبز، دایود لیزرها، آشکارسازهای نوری و کلیدزن‌های تمام نوری توجهات بسیاری را جلب کرده‌اند [۱]. در این میان می‌توان به ترکیبات ZnO, CdS, CdSe, GaN,... اشاره کرد که ZnO بدلیل مزایایی مانند دمای رشد پایین، غیرسمی بودن، مقاومت بالا نسبت به شدت تابش، هزینه کمتر و تکنولوژی ساده‌تر جهت رشد بیشتر مورد توجه قرار گرفته است [۲و۳]. ZnO از لحاظ خواص ساختاری، الکتریکی، اپتیکی و پیزوالکتریکی دارای سه ساختار شش گوشه ای، سنگ نمکی(NaCl) و سولفیدروی(Zincblende) با انرژی گاف نواری مستقیم ۳/۳۷ ev، انرژی اکسیتون Mev ۶۰ و انرژی فعال‌سازی دمایی Mev ۲۵ در دمای اتاق است که از میان این سه ساختار، تنها ساختار شش گوشه‌ای در دمای اتاق پایدار است. ZnO بدلیل گاف نواری عریض در محدوده مرئی یک ماده شفاف محسوب می‌شود و به عنوان اکسید رسانای شفاف (TCO) طبقه‌بندی می‌شود. همچنین، ZnO جز مواد پیزوالکتریک قرار می‌گیرد که خواص پیزوالکتریک غیرهمسان آن بدلیل ساختار بلوری آن می‌باشد که دارای عدم تقارن مرکزی است. بنا به خواص منحصر بفرد ذکر شده، از ZnO می‌توان در ساخت ابزارهای اپتوالکترونیکی فرابنفش مانند آشکارسازهای فرابنفش، LEDها و دایود لیزرها، ابزارهای اپتیکی طول موج کوتاه، ابزارهای فتونیکی که در ناحیه فرابنفش و نور مرئی کار می‌کنند، سلول‌های خورشیدی، حسگرهای گازی، نانولیزرهای فرابنفش، آشکارسازهای نوری و ابزارهای پیزوالکتریک استفاده کرد [۴]. بواسطه عناصری مانند Mg, Cd, Be ترکیبات سه تایی و بنابراین، نانوساختارهای کوانتومی مبتنی بر ZnO خواهیم داشت. یکی از خصوصیات اساسی این نانوساختارها وجود میدان الکتریکی داخلی قوی از مرتبه MV/cm حاصل از قطبش-های خودبخودی و پیزوالکتریک است. از دهه گذشته کار بر روی نانوساختارهای کوانتومی مبتنی بر ZnO شروع شده است و اخیرا محققان بسیاری بصورت تجربی و تئوری به بررسی پدیده‌های مختلف پرداخته‌اند: تیسیر و همکارانش اثر فشار هیدروستاتیک بر روی میدان الکتریکی داخلی در چاه کوانتومی ZnO/ZnMgO را بررسی کردند و دریافتند که با افزایش فشار میدان نیز افزایش می‌یابد [۵]. ژاوو و همکارانش جذب زیرباندی فروسرخ میانی در دمای اتاق را مشاهده کردند [۶]. چیاریا و همکارانش به مطالعه عددی LEDهای مبتنی بر ZnO پرداختند [۷].

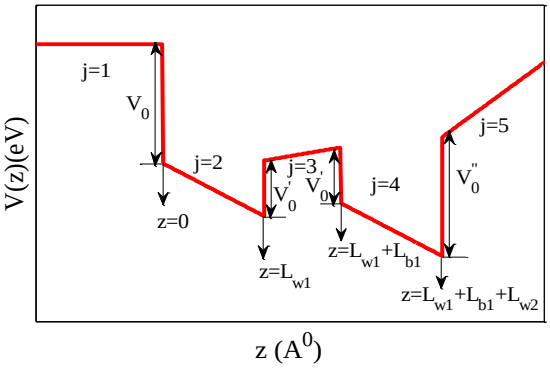
بدلیل اهمیت خواص نوری ترکیبات ZnO و کاربردهای ذکر شده آن‌ها در ساخت ادوات اپتوالکترونیکی، ما در این مقاله به بررسی اثر غلظت منیزیم و پهنای سد بر روی ضریب جذب نوری چاه کوانتومی کرنشی دوگانه ZnO/ZnMgO می‌پردازیم.

۲- مبانی نظری

یک چاه کوانتومی نشان داده شده در شکل۱ با ساختار $Mg_{0.34}Zn_{0.66}O / ZnO / Mg_xZn_{1-x}O / ZnO / Mg_{0.34}Zn_{0.66}O$ در نظر می‌گیریم. لایه ها در جهت محور z بر روی زیرلایه ضخیم $Mg_{0.34}Zn_{0.66}O$ رشد می‌کنند. در هرلایه از ساختار (چاه‌ها وسدها) میدان الکتریکی داخلی از رابطه زیر حاصل می‌شود [۸]:

$$F_j = \frac{\sum_k (P_k - P_j)(L_k/\varepsilon_k)}{\varepsilon_j \sum_k (L_k/\varepsilon_k)} \qquad (۱)$$

در رابطه (۱)، ε، L و P بترتیب بیانگر ثابت دی الکتریک، طول سد یا چاه و قطبش کل است. جزئیات محاسبه قطبش کل در مراجع [۹و۱۰] آمده است.



شکل۱ : نمایه ای از پتانسیل تحدید بر حسب مکان

با در نظر گرفتن تقریب جرم موثر، معادله شرودینگر مستقل از زمان در یک بعد طبق رابطه زیر نوشته می‌شود:

$$-\frac{\hbar^2}{2}\frac{d}{dz}\left[\frac{1}{m^*(z)}\frac{d\psi(z)}{dz}\right] + V(z)\psi(z) = E\psi(z) \qquad (۲)$$

جرم موثر و پتانسیل تحدید نواحی بصورت زیر می‌باشند:

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

$$m^*,V(z)=\begin{cases} m_s^*,V_0 & j=1\\ m_w^*,eF_{w_1}z & j=2\\ m_b^*,eF_{w_1}L_{w_1}+eF_{b_1}\left(z-L_{w_1}\right)+V_0' & j=3\\ m_w^*,eF_{w_1}L_{w_1}+eF_{b_1}L_{b_1}+eF_{w_2}\left[z-\left(L_{w_1}+L_{b_1}\right)\right] & j=4\\ m_s^*,eF_{w_1}L_{w_1}+eF_{b_1}L_{b_1}+eF_{w_2}L_{w_2}+eF_{b_2}\left[z-\left(L_{w_1}+L_{b_1}+L_{w_2}\right)\right]+V_0'' & j=5 \end{cases} \quad (۳)$$

پاسخ تحلیلی معادله شرودینگر نواحی بصورت زیر است:

$$\psi(z)=\begin{cases} C_1\exp(k_1z)+D_1\exp(-k_1z) & j=1\\ C_jAi\left(k_j(z)\right)+D_jBi\left(k_j(z)\right) & j=2,3,4,5 \end{cases} \quad (۴)$$

به گونه‌ای که

$$k_1=\left(\frac{2m_s^*\left(V_0-E\right)}{\hbar^2}\right)^{1/2} \quad (۵)$$

$$k_j(z)=\left(\frac{\hbar^2e^2F_j^2}{m_j^*}\right)^{-1/3}\left[V_j(z)-E\right] \quad (۶)$$

با استفاده از روش ماتریس انتقال و اعمال شرایط مرزی ضرایب توابع موج به وسیله ۸ ماتریس به یکدیگر مرتبط می‌شوند [۸و۱۱]. با انجام پاره‌ای محاسبات [۱۲]، رابطه زیر حاصل می‌شود:

$$\begin{bmatrix} C_1\\ D_1 \end{bmatrix}=M_1^{-1}M_2M_3^{-1}M_4M_5^{-1}M_6M_7^{-1}M_8\begin{bmatrix} C_5\\ D_5 \end{bmatrix}=M^T\begin{bmatrix} C_5\\ D_5 \end{bmatrix} \quad (۷)$$

که M^T یک ماتریس 2×2 می‌باشد.

با توجه به این نکته که توابع موج در بینهایت به سمت صفر میل می کنند، ضرایب D_1 و D_5 باید صفر باشند. بنابراین، طبق روابط (۹) و (۱۰)، رابطه زیر بدست می‌آید:

$$\begin{cases} C_1=M_{11}^T\times C_5\\ 0\ =M_{21}^T\times C_5 \end{cases} \quad (۹)$$

طبق رابطه(۹) و با توجه به اینکه مولفه های ماتریس M^T تابعی از ویژه مقادیر انرژی هستند، با حل معادله $M_{21}^T(E)=0$ ویژه مقادیر انرژی و سپس مولفه های ماتریس های M بدست خواهند آمد. در نهایت، مقادیر ضرایب توابع موج با بهنجارش توابع موج حاصل خواهند شد. پس از بدست آمدن توابع موج نهایی و محاسبه ویژه مقادیر انرژی متناظر، ضرایب جذب نوری با بهره گیری از روش ماتریس چگالی [۹] بدست می‌آیند. ضرایب جذب نوری خطی (مرتبه اول) و غیر خطی (مرتبه سوم) بصورت زیر می‌باشند:

$$\alpha^{(1)}(\omega)=\omega\sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon_R}}\frac{|M_{21}|^2\sigma_v\hbar\Gamma_{12}}{\left(E_{21}-\hbar\omega\right)^2+\left(\hbar\Gamma_{12}\right)^2} \quad (۱۰)$$

$$\alpha^{(3)}(\omega,I)=-\omega\sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon_R}}\left(\frac{I}{2\varepsilon_0n_rc}\right)\frac{|M_{21}|^2\sigma_v\hbar\Gamma_{12}}{\left[\left(E_{21}-\hbar\omega\right)^2+\left(\hbar\Gamma_{12}\right)^2\right]^2}\times\left[4|M_{21}|^2-\frac{|M_{22}-M_{11}|^2\left[3E_{21}^2-4E_{21}\hbar\omega+\hbar^2\left(\omega^2-\Gamma_{12}^2\right)\right]}{E_{21}^2+\left(\hbar\Gamma_{12}\right)^2}\right] \quad (۱۱)$$

و ضریب جذب کل طبق رابطه زیر نوشته می‌شود:

$$\alpha(\omega,I)=\alpha^{(1)}(\omega)+\alpha^{(3)}(\omega,I) \quad (۱۲)$$

در روابط (۱۰) و (۱۱)، σ_v چگالی حامل، $\Gamma_{12}=1/T_{12}$ آهنگ گذار، $n_r=\sqrt{\varepsilon_R/\varepsilon_0}$ ضریب شکست، ε_R قسمت حقیقی ثابت گذردهی الکتریکی، I شدت میدان الکترومغناطیسی، μ ثابت تراوایی و c سرعت نور در فضای آزاد می‌باشد.

E_{21} و M_{ij} (اختلاف انرژی حالت ها و مولفه های ماتریس تکانه دوقطبی) طبق روابط زیر محاسبه می‌شوند:

$$E_{21}=\frac{E_2-E_1}{\hbar} \quad (۱۳)$$

$$M_{ij}=e\int\psi_i^*(z)z\psi_j(z)dz \quad (۱۴)$$

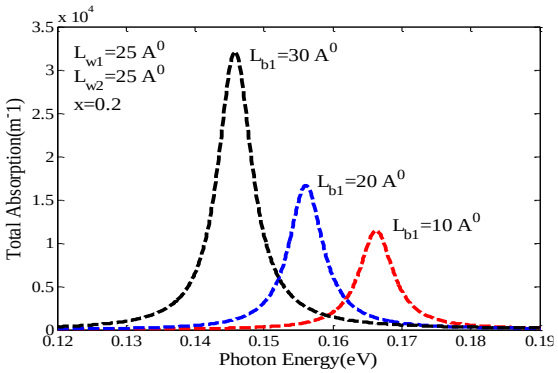
۱-۲- بحث، جدول و نمودارها

پارامترهای ماده در جدول (۱) آمده است و سایر پارامترها نیز عبارتند از: $I=0.2\ \mu w/cm^2$، $\sigma_v=3\times10^{22}\ m^{-1}$، $T_{12}=0.24\ ps$ و $\mu=4\pi\times10^{-7}\ Hm^{-1}$.

جدول۱: پارامترهای ماده مورد استفاده در محاسبات [۷]

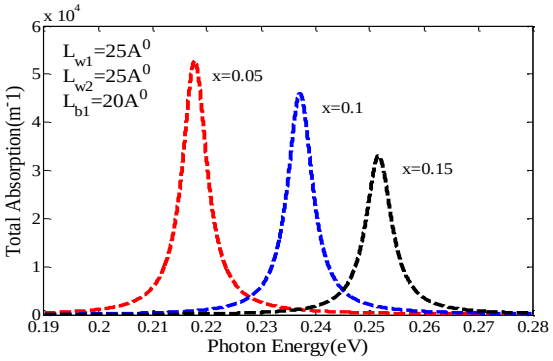
Parameter	$Mg_xZn_{1-x}O(0\le x\le0.4)$
$a(A^o)$	$3.25+0.05x$
$E_g(eV)$	$3.373+1.046x+0.87x^2$
$m_e^{\square}$	$0.23+0.05x$
$c_{13}(GPa)$	104
$c_{33}(GPa)$	216
ε	$8.1+1.5x$
$e_{13}(cm^{-2})$	$-0.53+0.15x$
$e_{33}(cm^{-2})$	$1.19+1.07x$
$p^{sp}(cm^{-2})$	$-0.057-0.064x$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد



شکل۲ : ضریب جذب نوری کل بر حسب انرژی فوتون فرودی برای مقادیر مختلف پهنای سد.

تغییرات ضریب جذب نوری کل بر حسب انرژی فوتون فرودی برای مقادیر مختلف پهنای سد در شکل۲ رسم شده است. با افزایش پهنای سد اندازه میدان‌های پیزوالکتریک F_w و F_b کاهش می‌یابند، که این منجر به کاهش پتانسیل تحدید نیز می‌شود. بنابراین، اختلاف انرژی ترازها (E_{21}) کاهش می‌یابد و عنصر گشتاور دوقطبی الکتریکی (M_{21}) افزایش می‌یابد. مکان قله‌ها به E_{21} و اندازه آن‌ها به $E_{21}|M_{21}|^2$ بستگی دارد که در اینجا تغییرات M_{21} غالب می‌باشد. بنابراین، اندازه قله‌ها افزایش یافته و به سمت انرژی فوتونی کمتر جابجا می‌شوند.



شکل۳: ضریب جذب نوری کل بر حسب انرژی فوتون فرودی برای مقادیر مختلف غلظت منیزیم.

در شکل۳ ضریب جذب نوری کل بر حسب انرژی فوتون فرودی برای سه مقدار مختلف غلظت منیزیم رسم شده است. با افزایش غلظت منیزیم قطبش‌های خوبخودی و پیزوالکتریک و در نتیجه قطبش کل افزایش می‌یابد و طبق رابطه(۱) میدان الکتریکی داخلی افزایش می یابد. در نتیجه پتانسیل تحدید کوانتومی افزایش می‌یابد که این منجر به افزایش E_{21} و کاهش M_{21} می‌شود. بنابراین، با افزایش غلظت منیزیم اندازه قله ضریب جذب نوری کل نیز مشابه M_{21} کاهش می یابد و قله‌ها به سمت انرژی‌های فوتونی بیشتر می‌روند.

۳- نتیجه‌گیری

ما در این مقاله، با استفاده از روش ماتریس انتقال ساختار الکترونیکی چاه کرنشی کوانتومی دوگانه ZnO/MgZnO را بدست آوردیم. سپس با استفاده از روش ماتریس چگالی ضرایب جذب نوری این سیستم را محاسبه کردیم. نتایج نشان می‌دهند که با افزایش ضخامت لایه سد قله ضریب جذب نوری به سمت انرژی‌های کمتر جابجا می‌شود و اندازه آن افزایش می‌یابد. در حالیکه، با افزایش غلظت منیزیم قله‌ها به سمت انرژی‌های بیشتر جابجا می‌شوند و اندازه آنها کاهش می‌یابد.

مراجع

[1] J. Zhu, S. L. Ban, S. H. Ha, "A simulation of intersubband absorption in $ZnO/Mg_xZn_{1-x}O$ quantum wells with an external electric field", Superlatt. Microstruct, Vol. 56, pp. 92-98, 2013.

[2] J. Davis, C. Jagadish, "ZnO/MgZnO quantum wells", *In GaN and ZnO-based Materials and Devices*, Springer Berlin Heidelberg, pp. 413-434, 2012.

[3] J. C. Fan, S. L. Chang, Z. Xie, J. M. Ballato, "ZnO-based light-emitting diodes"; *INTECH Open Access Publisher*, 2013.

[4] K. Nomura, H. Ohta, K. Ueda, T. Kamiya, M. Hirano, H. Hosono, "Thin-Film Transistor Fabricated in Single-Crystalline Transparent Oxide Semiconductor", Science, Vol. 300, pp. 1269-1272, 2003.

[5] H. Teisseyre, A. Kaminska, S. Birner, T. D. Young, A. Suchocki, A. Kozanecki, "Influence of hydrostatic pressure on the built-in electric field in ZnO/ZnMgO quantum wells", J. Appl. Phys. *Vol. 119*, pp. 1-8, 2016.

[6] K. Zhao, G. Chen, B. S. Li, A. Shen, "Mid-infrared intersubband absorptions in ZnO/ZnMgO multiple quantum wells", Appl. Phys. Lett, Vol. 104, pp. 1-4, 2014.

[7] S. Chiaria, M. Goano, E. Bellotti, "Numerical study of ZnO-based LEDs", IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 47, No. 5, pp. 661-671, 2011.

[8] P. Harrison, "*Quantum Wells, Wires and Dots*", 2nd ed, Wiley, New York, 2006.

[9] M. J. Karimi, H. Vafaei; "Intense laser field effects on the linear and nonlinear intersubband optical properties in a strained InGaN/GaN quantum well", Physica B, Vol. 452, pp. 131–135, 2014.

[10] M. J. Karimi, H. Vafaei, "Second-order nonlinear optical properties in a strained InGaN/AlGaN quantum well under the intense laser field", Superlatt. Microstruct, Vol. 78, pp. 1–11, 2015.

[11] H. Wang, H. Xu, Y. Zhang, "Indispensable factors influence the quasi-bound levels of biased multi-barrier quantum well structures", Phys. Lett. A , Vol. 340, pp. 347–354, 2005.

[12] S. Usefzadeh, M. J. Karimi, "Electromagnetically induced transparency in the strained quantum wells: Effects of structural parameters and geometrical size", Optik-International Journal for Light and Electron Optics, Vol. 127, No. 21, pp. 10208-10215, 2016.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

بررسی اثر پلاسمای سرد فشار اتمسفری بر روی فعالیت آنزیم فیتاز

مهسا فراست[۱]، ساره ارجمند[۲]، سید امید رعنایی سیادت[۲]، حمیدرضا قمی مرزدشتی[۱]، یحیی سفید بخت[۲]

۱- ایران، تهران، دانشگاه شهید بهشتی، پردیس عمومی، پژوهشکده لیزر و پلاسما

۲- ایران، تهران، دانشگاه شهید بهشتی، پردیس عمومی، مرکز تحقیقات پروتئین

چکیده - فیتاز یکی از آنزیمهای پرکاربرد صنعتی است که با تولید فسفات غیرآلی در بهبود استفاده از منابع فسفر در غذای دام کارایی دارد و افزایش فعالیت این آنزیم از نظر تجاری بسیار ارزشمند است. پلاسمای سرد فشار اتمسفری روشی است که میتواند اثراتی را بر روی ساختار پروتئینها ایجاد کند و فعالیت آنها را افزایش یا کاهش دهد. در این مقاله اثر پلاسمای سرد فشار اتمسفری جت هلیم بر روی آنزیم فیتاز بررسی شده است. به این منظور محلول آنزیم فیتاز در زمانهای مختلف با استفاده از پلاسمای سرد فشار اتمسفری تیمار و فعالیت آن اندازه گیری شد. نتایج نشان دهندهی افزایش فعالیت فیتاز با زمان پلاسمادهی و عدم تاثیر pH مورد بررسی در روند اثر گذاری پلاسمای سرد بود.

کلید واژه- آنزیم فیتاز، پلاسمای سرد فشار اتمسفری، جت هلیم، فعالیت آنزیمی

Effect of Atmospheric pressure plasma on phytase enzyme activity

Mahsa Farasat[1], Sareh Arjmand[2], Omid Ranaei siadat[2], Hamidreza Ghomi marzdashti[1], Yahya Sefidbakht[2]

1- Laser Plasma Institute, G. C., Shahid Beheshti University, Tehran, Iran
2- Protein Research Center, G. C., Shahid Beheshti University, Tehran, Iran

Abstract- Phytase is one of the valuable industrial enzyme which is applied in the improvement of animal feed by providing non-organic phosphate. Increasing the phytase enzyme activity is commercially worthwhile. Using atmospheric pressure cold plasma is a strategy which could change protein activity by affecting their structures. In this study the effect of Helium plasma jet on phytase enzyme was investigated. For this purpose, phytase enzyme solution was treated with plasma in different time durations and enzyme activity was evaluated. The obtained results indicated the increase in enzyme activity which was positively related to the exposure time, and lack of pH effect on the trends of plasma treatment results.

Keywords: Phytase Enzyme, Atmospheric Pressure Cold Plasma, Helium Jet, Enzyme Activity

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

پلاسما به عنوان حالت چهارم ماده معرفی می‌شود و به دو گروه پلاسمای حرارتی و پلاسمای غیر حرارتی تقسیم بندی می‌شود. در پلاسمای حرارتی (گرم) تعادل حرارتی بین الکترون‌ها و یون‌ها وجود دارد در صورتی که در پلاسمای غیر حرارتی (سرد) اختلاف دمایی زیادی بین یون‌ها و الکترون‌ها وجود دارد [1]. در ابتدا پلاسمای سرد فقط در فشار پایین تولید می‌شد ولی با پیشرفت و گسترش فیزیک پلاسما پلاسمای سرد در فشار اتمسفر هم تولید شد که به خاطر راحتی در استفاده و مقرون به صرفه بودن بسیار مورد توجه قرار گرفت این نوع پلاسما قادر به ایجاد گونه‌های فعال ROS وRNS در فشار اتمسفر و دمای پایین می‌باشد. پلاسمای سرد اتمسفریک (ACP) یک تکنولوژی امید بخش و موثر در زمینه‌های مختلف زیست‌شناسی و زیست‌پزشکی است. مطالعات نشان داده است که این تکنولوژی عملکرد قابل توجهی در موارد مختلف از جمله انعقاد خون [2]، درمان بافتهای زنده [3]، تکثیر سلولی [4]، آپوپتوز سلولهای سرطانی [5] و غیره دارد. تعداد زیادی از عملکردهای منسوب به ACP مربوط به اثر پلاسما روی واحدهای پروتئینی است.

پروتئینها حاملهای عملکردهای زیستی هستند و عملکرد پلاسمای سرد اتمسفری روی پروتئینها در کاربردهایی مانند استریل کردن محیط، القای مرگ سلولهای سرطانی، و همچنین افزایش یا کاهش عملکرد آنزیمها در محیطهای غیر زیستی، بسیار اهمیت یافته است. مکانیسمهای مختلفی برای اثر پلاسما روی فعالیت زیستی پیشنهاد شده است و برای دستیابی به بینش بیشتر نیازمند مطالعه برهمکنش ACP در سطح مولکولی هستیم. فیتیک اسید و نمک‌های آن (فیتات ها) جزء مهمی از غلات، حبوبات ، دانه‌های روغنی و بعضی از میوه‌ها و سبزیجات و همچنین خاک هستند. ۸۰ درصد فسفر کلی برای حیوانات تک معده مانند ماهی به صورت غیر قابل هضم است. برای حل این مشکل به جیره غذایی دام آنزیم فیتاز اضافه می‌شود. فیتاز یکی از آنزیمهای پرکاربرد صنعتی است که با هیدرولیز باندهای فسفودی-استری در فیتات و تولید فسفات غیرآلی در بهبود استفاده از منابع فسفر در غذای دام و همچنین کاهش آلودگی زیست محیطی ناشی از کود آنها کارایی دارد و افزایش فعالیت این آنزیم از نظر تجاری بسیار ارزشمند است.

هدف از انجام این تحقیق بررسی تاثیر تیمار ACP برروی فعالیت آنزیم تجاری فیتازاست.

۲- روش کار

۲-۱- مواد و محلول‌ها

آنزیم فیتاز تجاری مشتق از قارچ *آسپرژیلوس نایجر* از کمپانی Novozyme دانمارک خریداری شد. سدیم استات، سدیم کربنات، آمونیوم هپتامولیبدات، اسید سولفوریک ۹۵-۹۸ درصد، استیک اسید، استون از کمپانی Merck آلمان خریداری شدند. از گاز هلیوم ۹۹,۹۹۹٪ برای تشکیل پلاسما استفاده شد.

۲-۲- ساخت منبع تغذیه

جت پلاسما یکی از دستگاه‌های تولید کننده پلاسمای سرد فشار اتمسفری است جت‌ها با توجه به ساختار الکترودهای آنها و منبع تغذیه‌ای که به آنها اعمال می‌شود دارای ویژگی‌های متفاوتی است. در این تحقیق از جت پلاسمای تک الکترود با منبع تغذیه DC پالسی استفاده شد. ساختار جت پلاسمای استفاده شده شامل یک لوله‌ی کوارتز به عنوان دی الکتریک بود. یک سیم مسی به عنوان الکترود روی قسمت بیرونی لوله‌ی کوارتز و به فاصله‌ی ۱ سانتی متر از انتهای لوله چسبانده شده و قسمت بالایی سیم به ولتاژ مثبت وصل شده بود. گاز هلیم توسط شیلنک به داخل لوله‌ی کوارتز هدایت و جت پلاسما از انتهای لوله خارج می‌شد. منبع تغذیه استفاده شده دارای ولتاژ ۱۱ کیلوولت و فرکانس ۱۰ کیلوهرتز بود.و حدود دمای پلاسما ۲۵-۳۰ درجه سانتی‌گراد است.

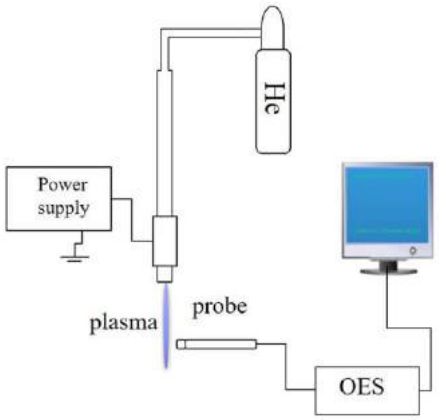
۲-۳- ریخت شناسی پلاسما

جهت بررسی عوامل و گونه‌های فعال درون پلاسما از طیف OES[1] استفاده شد. به این صورت که فیبر اپتیکی به صورت موازی مقابل جت پلاسما (همان ناحیه‌ای که به نمونه‌ها اثر داده شد) قرار داده شد و طیف حاصل از آن

[1] Optical Emission Spectroscopy

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

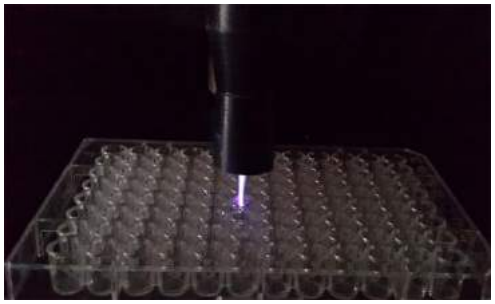
در طول موجهای ۲۰۰ تا ۱۱۰۰ توسط رایانه ثبت شد. شکل ۱ شمایی از جت پلاسمای ساخته شده را نشان می‌دهد.



شکل۱: شمایی از جت پلاسما

۲-۴- عملیات تیمار با پلاسما

محلول آنزیم فیتاز با غلظت g/ml ۰/۱ در بافر سدیم استات (pH ۵/۵) تهیه شد. ۳۰۰ ماکرولیتر از محلول آنزیمی درون هر یک چاهک‌های پلیت ۹۶ خانه‌ای ریخته شد و با فاصله ۱ سانتی‌متر تحت تابش پلاسما در مدت زمان‌های ۶۰، ۱۲۰، ۲۴۰، ۳۶۰ ثانیه قرار گرفت. پس از آن سنجش فعالیت آنزیم با روش رنگ سنجی انجام شد. عملیات تیمار با پلاسما به دو صورت مستقیم و غیر مستقیم انجام شد. در حالت مستقیم ACP مستقیما به محلول آنزیم و بافر اعمال شد و در حالت غیر مستقیم ACP به بافر اعمال می‌شود و سپس پودر آنزیم به آن اضافه شد. شکل۲ نمایی از تیمار پلاسما رانشان می‌دهد.



شکل۲: نمایی از عملیات تیمار پلاسما

۲-۵- سنجش فعالیت آنزیم

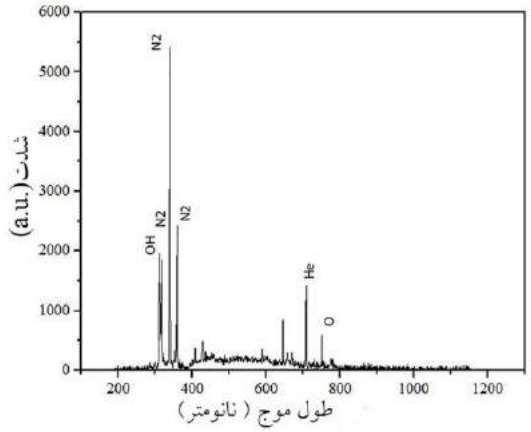
سنجش فعالیت فیتاز با استفاده از روش رنگ سنجی، و مطابق آنچه قبلا توسط Heinonen و همکارانش معرفی شده بود، انجام شد [6]. به طور خلاصه، محلول فیتیک اسید ۲۰ میلی مولار به عنوان سوبسترا و محلول ۲۰۰ میلی مولار سدیم استات با pH۵ /۵ به عنوان بافر استفاده شد. محلول واکنش شامل ۵۰ ماکرولیتر محلول آنزیمی بود که درون ۴۵۰ ماکرولیتر بافر حل شده بود. ۵۰۰ ماکرولیتر فیتیک اسید به عنوان سوبسترا به آن اضافه شد و برای همدما شدن درون حمام آب با دمای ۳۷ درجه سانتی‌گراد قرار گرفت. پس از آن ۲ میلی‌لیتر محلول رنگی AMS ((w/v) ۰/٪۳ آمونیوم هپتامولیبدات، (v/v) ۵۰٪ استون، (v/v) ۲۵٪ اسیدسولفوریک ۵ نرمال ۹۵-۹۸ درصد) به آن اضافه شد. برای متوقف کردن واکنش از ۱۰۰ ماکرولیتر اسیداستیک استفاده شد. در نهایت جذب توسط اسپکترومتر در طول موج ۳۸۰ نانومتر خوانده شد.

۲-۶- اثر pH

برای مطالعه اثر pH محلول آنزیمی بر روی نتایج بدست آمده از اعمال پلاسما، آنزیم فیتاز در بافرPBS (pH ۷/۲) حل شد و مراحل مربوط به تیمار پلاسما و سنجش فعالیت آنزیم تکرار گردید.

۳- نتایج

نتایج مربوط به طیف OES در شکل ۳ نشان داده شده است. طیف شامل قله‌هایی در طول موجهای ۳۰۹ ، ۳۱۵ ، ۳۳۷، ۳۵۷ نانومتر است که مربوط به N_2 می‌باشد. همچنین یک قله در ۷۰۶ نانومتر که مربوط به هلیم و یک قله در ۷۷۰ نانومتر که مربوط به O می‌باشد، ملاحظه گردید.

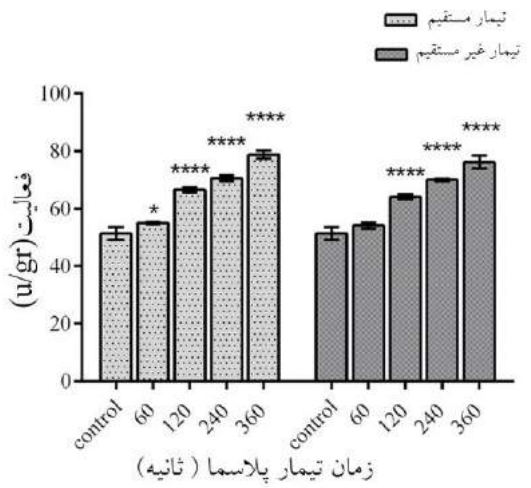


شکل ۳: طیف گسیلی از پلاسمای هلیم در هوا.

نتایج مربوط به بررسی اثر تیمار ACP به صورت مستقیم و غیرمستقیم و همچنین اثر مدت زمان تیمار پلاسما روی

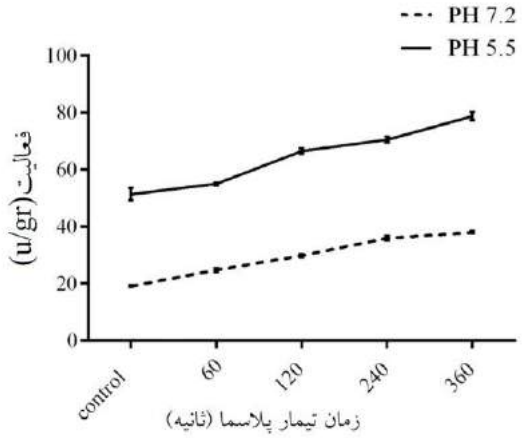
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

فعالیت پروتئین فیتاز در شکل شماره ۴ نشان داده شده است.



شکل۴ : بررسی اثر مستقیم و غیر مستقیم تیمار با ACP در مدت زمانهای مختلف بر روی فعالیت آنزیم. هر تیمار سه بار تکرار شده است و معنی دار بودن نتایج نسبت به کنترل با $p< 0.05$ (*) و $p<0.0001$ (****) نشان داده شده است.

اثر pH محیط روی نتایج به دست آمده مربوط به تیمار با ACP در شکل شماره۵ نشان داده شده است.



شکل۵: بررسی اثر pH بر روی نتایج تیمار با پلاسما. افزایش pH سبب کاهش کلی در فعالیت آنزیم شده است اما روند تغییرات ناشی از تیمار با ACP مشابه است.

۴- بحث و نتیجه گیری :

نتایج این تحقیق نشان داد که استفاده از تیمار ACP در محلول آنزیمی فیتاز باعث افزایش فعالیت آنزیم شده و افزایش زمان تیمار تا مدت زمان ۳۶۰ ثانیه اثر مثبتی روی این میزان افزایش داشته است. بررسیهای طیف سنجی مربوط به ریخت شناسی پلاسما نشان داد که جت پلاسمای تهیه شده انواع یونها و رادیکالهای آزاد را در فاز گازی تولید می‌کند. بر اساس مطالعات پیشین این رادیکالهای آزاد و یونها می‌توانند با آب واکنش دهند و انواع مختلفی از گونه‌های فعال با طول عمر کوتاه و بلند را تولید کنند که قادر به ایجاد انواع واکنشهای زیستی هستند. بعضی از انواع گونه‌های با طول عمر طولانی عبارتند پراکسیدهیدروژن (H_2O_2)، ازن (O_3)، و یون نیترات (NO_3^-)، و گونه‌های با طول عمر کوتاه مانند رادیکال هیدروکسیل (OH^-)، سوپراکسید (O_2^-)، و اکسیژن تکی[۷] تیمار به صورت مستقیم برروی محلول آنزیمی یا غیرمستقیم برروی بافر- قبل از حل کردن آنزیم- منجر به نتایج مشابهی شده است و تفاوت جزئی در نتایج می‌تواند به علت علکرد اثرات گونه‌های فعال با طول عمر کوتاه در روش مستقیم باشد. نتیجه بررسی اثر pH نشان داد که هرچند فیتاز به طور کلی در بافر اسیدی فعالیت بهتری دارد اما روند تغییرات مربوط به تیمار با ACP در هر دو pH بررسی شده مشابه است.

مراجع:

[1] A. Segat, N. N. Misra, P. J. Cullen, and N. Innocente, “Effect of atmospheric pressure cold plasma (ACP) on activity and structure of alkaline phosphatase,” *Food Bioprod. Process.*, vol. 98, pp. 181–188, 2016.

[2] S. P. Kuo *et al.*, “Contribution of a portable air plasma torch to rapid blood coagulation as a method of preventing bleeding,” *New J. Phys.*, vol. 11, 2009.

[3] D. Dobrynin, G. Fridman, G. Friedman, and A. Fridman, “Physical and biological mechanisms of direct plasma interaction with living tissue,” *New J. Phys.*, vol. 11, 2009.

[4] S. Kalghatgi *et al.*, “Effects of non-thermal plasma on mammalian cells,” *PLoS One*, vol. 6, no. 1, pp. 1–11, 2011.

[5] H. M. Joh, J. Y. Choi, S. J. Kim, T. H. Chung, and T.-H. Kang, “Effect of additive oxygen gas on cellular response of lung cancer cells induced by atmospheric pressure helium plasma jet,” *Sci. Rep.*, vol. 4, no. 1, p. 6638, 2015.

[6] J. K. Heinonen and R. J. Lahti, “A new and convenient colorimetric determination of inorganic orthophosphate and its application to the assay of inorganic pyrophosphatase,” *Anal. Biochem.*, vol. 113, no. 2, pp. 313–317, 1981.

[7] K. Priya Arjunan and A. Morss Clyne, “Hydroxyl radical and hydrogen peroxide are primarily responsible for dielectric barrier discharge plasma-induced angiogenesis,” *Plasma Process. Polym.*, vol. 8, no. 12, pp. 1154–1164, 2011.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

اثر افزودن گرافن به حسگرهای مبتنی بر تشدید پلاسمون سطحی

علیرضا کشاورز، ثریا زنگنه زاده

دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شیراز، شیراز

چکیده - حسگرهای مبتنی بر تشدید پلاسمون سطحی به علت اندازه گیری با دقت بالا پارامترهای شیمیایی و زیستی اخیرا مورد توجه بسیاری از دانشمندان قرار گرفته اند. در این مقاله اثر افزودن گرافن به حسگرهای مبتنی بر تشدید پلاسمون سطحی به صورت عددی با استفاده از ضرایب بازتاب فرنل شبیه سازی و بررسی شده است. برای بررسی دقیق تر عملکرد این حسگرها نمودار تشدید پلاسمون سطحی در حالت های مختلف مانند تعداد لایه های متفاوت گرافن، ضخامت متفاوت لایه طلا و منشور های *2S2G* و *Silica* رسم شده است. نتیجه های شبیه سازی نشان می دهند که افزودن گرافن به حسگر موجب افزایش حساسیت آن می شود.

کلید واژه- حسگر ، گرافن ، ضرایب فرنل ، تشدید پلاسمون سطحی

The effect of adding graphene to sensors based on surface plasmon resonance

A. Keshavarz, S. Zangeneh Zadeh

Department of Physics, Shiraz University of Technology, Shiraz

Abstract-sensors based on surface plasmon resonance due to high accuracy measurement of chemical and biological parameters are considered by many scientists recently. In this paper, the effect of adding graphene to sensors based on surface plasmon resonance is numerically simulated and investigated by using Fresnel reflection coefficient. For accuracy investigation of performance of these sensors, surface plasmon resonance curve in different cases that is plotted versus different number of graphene layers, different thickness of gold and silica and 2S2G prisms. Simulation results show that adding graphene to sensors causes the increase of sensitivity.

Keywords: sensor, graphene, Fresnel coefficient, surface plasmon resonance

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱_مقدمه

روش های اندازه گیری حساسیت مبتنی بر تشدید پلاسمون سطحی کاربردهای وسیعی در اندازه گیری تغییرات پارامترهای شیمیایی و زیستی شامل ضریب شکست دارند. حسگرهایی که بر این اساس ساخته می شوند برای آشکارسازی بیومولکول ها در یک نمونه مایع استفاده می شوند[۱]. در متداول ترین ساختار این حسگرها یک لایه نازک فلزی از فلزات نجیب مانند طلا و نقره به روی سطح یک منشور لایه نشانی می شود. در سطح تماس بیومولکول ها با فلز جذب سطحی اتفاق می افتد که موجب تغییر ضریب شکست در نزدیکی سطح فلز می شود[۲]. به علت جذب سطحی پایین فلزات برای بهبود عملکرد حسگر ها از گرافن استفاده می شود. گرافن با استفاده از ساختار حلقه ای کربن تغییرات بیشتری در ضریب شکست در نزدیکی سطحش ایجاد می کند[۱].

شبیه سازی های انجام شده در این مقاله با استفاده از روش ضرایب بازتاب فرنل هستند که با نتایج ارائه شده در مرجع[۳] کاملا همخوانی دارند.

۲_مبانی نظری

زمانی که ثابت انتشار نور فرودی با قطبش P به روی سطح منشور و ثابت انتشار موج پلاسمون سطحی(SPW) برابر شوند پلاسمون های سطحی برانگیخته می شوند. این رخداد در یک زاویه ویژه اتفاق می افتد که شدت نور بازتاب شده از سطح منشور به حداقل می رسد و این پدیده توسط رابطه (۱) توصیف می شود [۱].

$$\frac{2\pi}{\lambda_0} n_1 \sin\theta_{SPR} = \mathrm{Re}\left[\sqrt{\frac{2\pi}{\lambda_0}\left(\frac{\varepsilon_m n_s^2}{\varepsilon_m + n_s^2}\right)}\right] \qquad (۱)$$

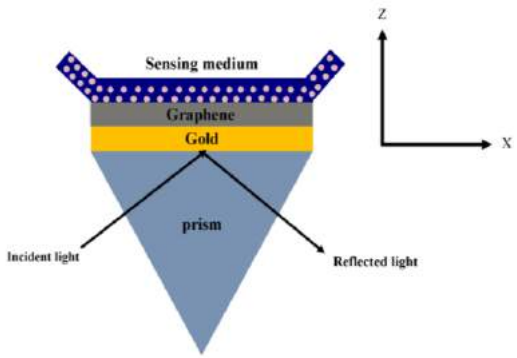
در این رابطه n_1 ضریب شکست منشور، n_s ضریب شکست محیط نمونه، ε_m ثابت دی الکتریک فلز و θ_{SPR} زاویه فرودی در حالت برانگیختگی است.

برای مطالعه بیشتر حسگرهایی که بر اساس گرافن کار می کنند لازم است خواص گرافن را بررسی کنیم. اندازه گیری های تجربی روی نور عبوری از گرافن نشان می دهند که شفافیت گرافن یک ثابت جهانی است که به طول موج فرودی وابسته نیست[۲]. ثابت دی الکتریک و ضریب شکست گرافن در ناحیه مرئی از محاسبات ضرایب فرنل بدست می آیند[۴].

$$n = 3.0 + i\frac{c_1}{3}\lambda_0 \qquad (۲)$$

در اینجا $c_1 = 5.446\mu m^{-1}$ می باشد .

ضخامت گرافن که بین دو لایه خلا قرار گرفته از $d = L \times 0.34nm$ محاسبه می شود که L تعداد لایه های گرافن است [۵]. هر لایه گرافن ۹۷/۷٪ نور فرودی را از خود عبور می دهد و ۲/۳٪ آن را جذب می کند که با افزایش تعداد لایه های گرافن نور عبوری کاهش می یابد [۲]. برای نور عبوری از منشور در فصل مشترک فلز _منشور بازتاب کلی رخ می دهد و یک موج ناپایدار شکل می گیرد که به لایه فلزی نفوذ می کند و با ثابت انتشار $k_x = n_{prism}\left(\frac{2\pi}{\lambda_0}\right)$ در راستای x منتشر می شود [۲]. ساختار مورد مطالعه شامل ۴ لایه به ترتیب منشور، طلا، گرافن و محیط نمونه است که در شکل ۱ نشان داده شده است.



شکل ۱: ساختار حسگرهای مبتنی بر تشدید پلاسمون سطحی شامل منشور ، ورقه ی نازک طلا ، لایه گرافن و محیط نمونه .

منحنی تغییرات شدت بازتاب نسبت به زاویه فرودی را منحنی تشدید پلاسمون سطحی می نامند. بازتاب در این ساختار از روابط فرنل محاسبه می شود. برای نور عبوری از لایه iام به لایه kام ضریب بازتاب فرنل از رابطه (۳) محاسبه می شود[۶].

$$r_{ik} = \frac{\left(\frac{k_{zi}}{\varepsilon_i} - \frac{k_{zk}}{\varepsilon_k}\right)}{\left(\frac{k_{zi}}{\varepsilon_i} + \frac{k_{zk}}{\varepsilon_k}\right)} \qquad (۳)$$

$$k_{zi} = \frac{2\pi}{\lambda_0}\sqrt{\varepsilon_i - \varepsilon_0 (\sin\theta)^2} \qquad (۴)$$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

که در آن θ زاویه فرودی است. k_{zi} و ε_i به ترتیب بردار موج و ثابت دی الکتریک iامین لایه هستند. ضریب بازتاب ساختار از رابطه زیر بدست می آید:

$$r_{012}=\frac{r_{01}+r_{12}\exp\left(2ik_{z2}d_2\right)}{1+r_{01}r_{12}\exp\left(2ik_{z2}d_2\right)} \qquad (۵)$$

رابطه (۵) برای ساختار سه لایه ای است که با جایگزینی r_{123} به جای r_{12} به چهار لایه تعمیم می یابد [۷].

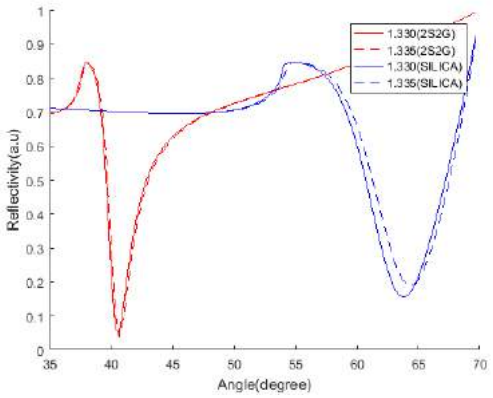
عملکرد این حسگرها بر اساس دو عامل سنجیده می شود. ابتدا حساسیت S که نسبت تغییرات زاویه تشدید به تغییرات ضریب شکست است و دوم دقت آشکار سازی D که عکس تمام پهنا در نصف بیشینه (FWHM) منحنی تشدید پلاسمون سطحی است [3].

$$S=\frac{\delta\theta_{SPR}}{\delta_n} \qquad (۶)$$

$$D=\frac{1}{FWHM} \qquad (۷)$$

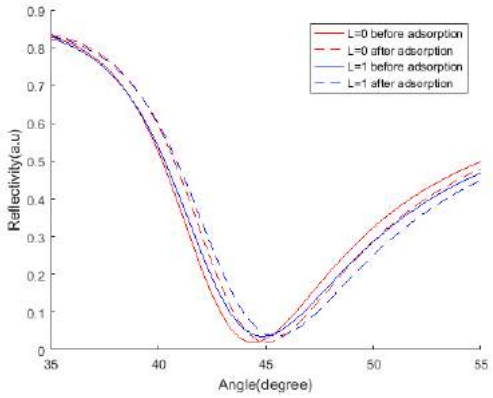
۳_ محاسبات

در شکل ۲ منحنی SPR برای دو منشور متفاوت سیلیکا و چلکوجناید (2S2G) رسم شده است. انتقال زاویه در دو نمونه متفاوت با ضرایب شکست ۱,۳۳۰ و ۱,۳۳۵ برای سیلیکا و 2S2G به ترتیب ۰,۴۶۶و ۰,۲۲۲ می باشد. این داده ها نشان می دهند که با افزودن منشور 2S2G حساسیت حسگر بیشتر می شود. با در نظر گرفتن تمام پهنا در نصف بیشینه برای دو منشور مشاهده می کنید که دقت آشکارسازی برای منشور 2S2G بالاتر است.



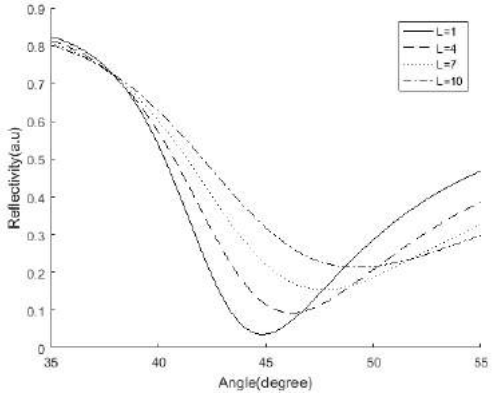
شکل ۲: نمودار تشدید پلاسمون سطحی برای دو منشور متفاوت 2S2G و سیلیکا برای طول موج فرودی ۶۳۲,۸nm

در شکل ۳ منحنی SPR برای دو حالت متفاوت قبل و بعد از افزودن یک لایه گرافن رسم شده است. منحنی های قرمز جذب سطحی را بعد از افزودن گرافن و آبی قبل از افزودن گرافن نشان می دهند. انتقال زاویه در مورد اول و دوم به ترتیب۰,۲۳۰ و ۰,۲۲۲ است که نشان می دهد اضافه کردن گرافن حساسیت حسگر را بهبود می بخشد.



شکل ۳: نمودار تشدید پلاسمون سطحی در طول موج فرودی ۶۳۲,۸nm برای قبل و بعد جذب سطحی .

در شکل ۴ منحنی SPR برای حسگر با تعداد لایه های مختلف گرافن رسم شده است. همانطور که مشاهده می کنید با افزایش تعداد لایه گرافن تمام پهنا در نصف بیشینه (FWHM) نمودار افزایش می یابد و به این ترتیب دقت آشکارسازی حسگر کاهش و حساسیت آن افزایش می یابد.

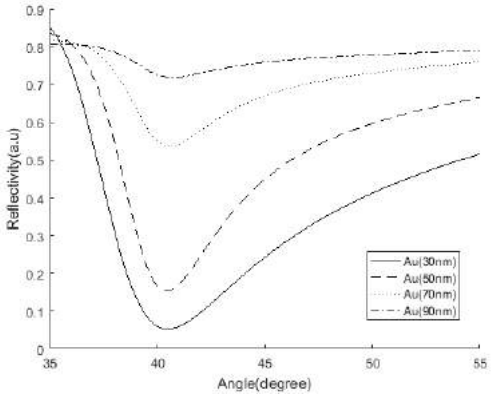


شکل ۴: نمودار تشدید پلاسمون سطحی در طول موج ۶۳۲,۸nm برای تعداد لایه های مختلف گرافن

از دیگر عوامل موثر در سنجش عملکرد حسگرهای مبتنی بر تشدید پلاسمون سطحی تغییر ضخامت طلا در این

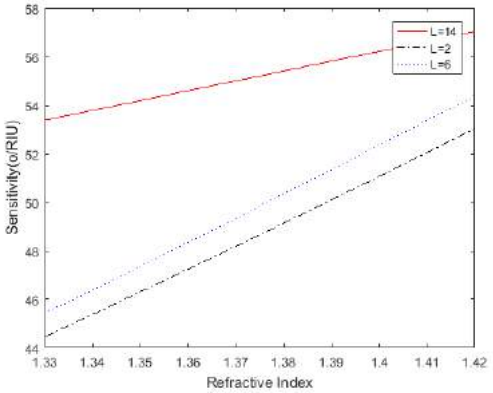
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

ساختار می باشد. در شکل ۵ نمودار برای ضخامت های متفاوت لایه طلا رسم شده است. در این نمودار تعداد لایه های گرافن L=۷ انتخاب شده است. از این شکل میتوان نتیجه گرفت که هرچه ضخامت لایه طلا بیشتر باشد دقت آشکارسازی حسگر افت پیدا می کند.



شکل ۵: نمودار تشدید پلاسمون سطحی برای لایه طلا با ضخامت های ۳۰nm، ۵۰nm، ۷۰nm و ۹۰nm در طول موج ۶۳۲,۸nm .

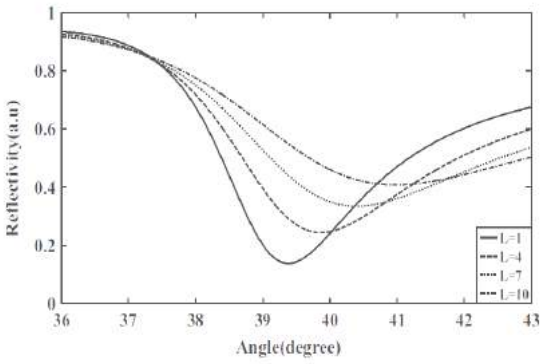
به علت جذب سطحی در لایه گرافن ضریب شکست در این ناحیه تغییر می کند که باعث تغییر در حساسیت حسگر می شود. شکل ۶ این تغییر حساسیت را برای تغییر ۰,۰۷ در ضریب شکست محیط نمونه نشان می دهد.



شکل ۶: نمودار حساسیت برحسب تغییرات ضریب شکست برای تعداد لایه های متفاوت گرافن

۴_نتیجه‌گیری

در این مقاله به صورت خلاصه تاثیر افزودن گرافن در حساسیت حسگرهایی که بر اساس تشدید پلاسمون سطحی کار می کنند مورد بررسی قرار گرفت و با استفاده از ضرایب بازتاب فرنل شبیه سازی شد. نتیجه ها نشان می دهند که افزودن گرافن موجب افزایش حساسیت حسگر می شود.



شکل ۷: نمودار تشدید پلاسمون سطحی در طول موج ۶۳۲,۸nm برای تعداد لایه های مختلف گرافن از مرجع[۳].

تعداد لایه های گرافن باید به صورت بهینه انتخاب شوند تا دقت آشکارسازی حسگر افت نکند. همچنین افزایش ضخامت لایه طلا موجب افت دقت آشکارسازی حسگر می شود و بهترین عملکرد حسگر در ضخامت های ۳۰nm و ۵۰nm طلا می باشد. همانطور که مشاهده می کنید میتوان از مقایسه کردن شکل های ۴ و ۷ استدلال کرد که نتیجه های ارائه شده در مرجع [۳] با روش ماتریس ABCD کاملا همخوانی دارند و میتوانند در طراحی های مشابه مورد استفاده قرار گیرند.

مراجع

[1]R. Verma, BD.Gupta, R. jha, *Sensitivity enhancement of a surface plasmon resonance based biomolecules sensor using graphene and silicon layers*, p. 623-631, Sensors and Actuators B: Chemical 160, 2011.

[2]Wu. L., HS. Chu, WS. Koh, EP. Li, *Highly sensitive graphene biosensors based on surface plasmon resonance*, p.14395-14400, Optics express 18, 2010.

[3] PK. Maharana, R. Jha, *Chalcogenide prism and graphene multilayer based surface plasmon resonance affinity biosensor for high performance*, p. 161-166, Sensors and Actuators B: Chemical 169, 2012.

[4]M. Bruna, S. Borini, *Optical constants of graphene layers in the visible range*, p. 031901, Applied Physics Letters 94 ,2009.

[5]T. Tsukamoto, T. Ogino, *Morphology of graphene on step-controlled sapphire surfaces*, p. 075502, Applied physics express 2, 2009.

[6]N. Mehan, V. Gupta, K. Sreenivas, A. Mansingh, *Surface plasmon resonance based refractive index sensor for liquids*, 2005.

[7]K. Choi, H. Kim, Y. Lim, S. Kim, B. Lee, *Analytic design and visualization of multiple surface plasmon resonance excitation using angular spectrum decomposition for a Gaussian input beam*, p. 8866-8874, Optics express 13, 2005.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

بررسی تابش چرنکوف نسبیتی بر حسب شکل صریح تابع گرین

مریم محمدی خشویی

Mohamady_maryam@yahoo.com

دانشگاه زنجان

چکیده - در این مقاله به بررسی تابش چرنکوف نسبیتی در حضور محیط دی الکتریک مغناطیده همگن سه بعدی برحسب شکل صریح تابع گرین پرداخته می شود . گذردهی الکتریکی و تراوایی مغناطیسی محیط به صورت توابع مختلطی از فرکانس که روابط کرامرز- کرونیک را ارضا می کند، فرض می شوند. در این مقاله برای کوانتش میدان با تلفیق معادلات ماکسول در پیمانه کولنی و پتانسیل اسکالر صفر، معادله موج را برای پتانسیل برداری به دست آورده میشود. هامیلتونی جدید برهم کنش را که متفاوت از حالت غیرنسبیتی آن است با استفاده از پتانسیل برداری کوانتیزه شده و عملگر میدان ذره که از کوانتش مرتبه دوم به دست آمده معرفی می شود. مولفه های پتانسیل برداری بر حسب تابع گرین محاسبه می شود. با استفاده از رابطه احتمال گذار از قاعده طلایی فرمی آهنگ اتلاف انرژی الکترون حاصل از این تابش را محاسبه می شود. نتایج حاصله با کارهای پیشین مقایسه می شود.

کلید واژه-آهنگ اتلاف انرژی، تابش چرنکوف نسبتی، قاعده طلایی فرمی.

Relativistic Cerenkov Radiation in the form of explicit Green's function in a Magneto-Dielectric media

Maryam Mohammadi K.

Zanjan University

Abstract- Abstract- In this paper relativistic Cerenkov radiation was studied in the form of explicit Green's function in a 3-D magneto-dielectric medium.The dielectric function permeability of the medium are assumed to satisfy Kramers-Kronig equations. In order to quantize electromagnetic field with integration of the Maxwell's equations in the coulomb gauge and a zero scalar potential, wave equation for vector potential is achieved. we use Fourier transform to solve the equation in Momentum space. It is introduced the new intraction Hamiltonian which is different from Hamiltonian term in non-relativistic state based on quantized electromagnetic field and second quantization method. components of the vector potential is calculated in terms of the Green's function.It is calculated the losing energy longitudinal with using the transition probability term in the Fermi"s golden rule. It is remarkable that the lateral component isn't different in the relativistic state.The results will be compared with earlier work(non- relativistic and non-magneto).

Keywords: Cerenkov radiation, Fermie's golden rule.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

برای اولین بار تابش چرنکوف در تحقیقات مواد رادیواکتیویته مشاهده شده بود[۱, ۲]. چرنکوف نشان داد منشاء این تابش، الکترون پرانرژی است که در محیط مادی با سرعتی بیش از سرعت نور در آن محیط حرکت و طی این فرآیند فوتون گسیل می کند[۳]. برای بررسی تابش چرنکوف سیستم، یک الکترون در حال برهم کنش با میدان الکترومغناطیسی در محیط دی الکتریک مغناطیده در نظر گرفته می شود. [۴]. برخی از پدیده ها از جمله تابش چرنکوف در خلاء امکان پذیر نیست، لذا در این مقاله به بررسی کوانتش میدان در محیط مادی پرداخته می شود. هر محیط مادی توسط تابع دی الکتریک و تابع مغناطیدگی توصیف می شود. اصل علیت ایجاب می کند که هر دو تابعی مختلط از فرکانس باشند[۵]. قسمت حقیقی آن خاصیت پاشندگی و قسمت موهومی آن خاصیت اتلافی محیط را موجب می شود. این دو قسمت با روابط کرامرز- کرونیگ به هم وابسته اند. ضریب شکست مختلط در این محیط به صورت زیر تعریف می شود:[۵]

$$n(\boldsymbol{r},\omega)=\varepsilon(\boldsymbol{r},\omega)\mu(\boldsymbol{r},\omega) \qquad (۱)$$

۲- ۲- کوانتش میدان الکترومغناطیسی

در گذار از الکترودینامیک کلاسیک به الکترودینامیک کوانتومی اولین گام کوانتیزه کردن میدان است. روشهای متفاوتی برای کوانتش میدانهای الکترومغناطیسی وجود دارد. از آن جمله می توان کوانتیزه کردن میدان بر حسب توابع مد، استفاده از معادلات اویلر- لاگرانژ و تابع گرین را نام برد. در این مقاله برای کوانتش میدان با تلفیق معادلات ماکسول در پیمانه کولنی و پتانسیل اسکالر صفر، معادله موج را برای پتانسیل برداری می توان به دست آورد. برای حل معادله با استفاده از تبدیل فوریه پتانسیل برداری در فضای اندازه حرکت محاسبه و معادله موج به یک معادله جبری (۲)تبدیل می شود. که در آن $\tilde{\boldsymbol{k}}$ یک بردار یکه است. تکرار اندیس β نشان دهنده جمع روی مؤلفه‌های کارتزین x,y,z است.

$$\left\{\left[k^2c^2\kappa(\omega)-\omega^2\varepsilon(\omega)\right]\delta_{\alpha\beta} \qquad (۲)\right.$$
$$\left.-k^2c^2\kappa(\omega)\tilde{k}_\alpha\tilde{k}_\beta\right\}\hat{A}^+_\beta(k,\omega)=\frac{1}{\varepsilon_\circ}\hat{J}^+_\alpha(k,\omega)$$

. از طرفی می توان مؤلفه های پتانسیل برداری را از رابطهٔ (۳) به دست آورد

$$\hat{A}^+_\alpha(k,\omega)=\frac{1}{\varepsilon_0}G_{\alpha\beta}(k,\omega)\,\hat{J}^+_\beta(k,\omega) \qquad (۳)$$

که در آن $\boldsymbol{G}(\boldsymbol{k},\omega)$ تبدیل فوریهٔ $\boldsymbol{G}(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}',\omega)$ و تانسور گرین می باشد. تجزیه پتانسیل برداری به مؤلفه های طولی و عرضی، انجام محاسبات را آسان تر می کند. با جایگذاری رابطه ۳ در ۲ و ضرب اپراتورهای تصویر طولی $\tilde{k}_\gamma\tilde{k}_\alpha$ و عرضی $\delta_{\gamma\alpha}-\tilde{k}_\gamma\tilde{k}_\alpha$ از سمت چپ معادله حاصل، مولفه های طولی و عرضی تانسور گرین به شکل زیر به دست می آیند:

$$G^L_{\alpha\beta}(k,\omega)=-\frac{\tilde{k}_\alpha\tilde{k}_\beta}{\omega^2\varepsilon(\omega)} \qquad (۴)$$

$$G^T_{\alpha\beta}(k,\omega)=\frac{\delta_{\alpha\beta}-\tilde{k}_\alpha\tilde{k}_\beta}{k^2c^2\kappa(\omega)-\omega^2\varepsilon(\omega)} \qquad (۵)$$

با جایگذاری در رابطه (۳) و با استفاده از تبدیل فوریه پتانسیل برداری به شکل زیر به دست می آید.

$$\hat{\boldsymbol{A}}^\Omega_\alpha(\boldsymbol{r},t)=\left(\frac{\hbar}{4\pi^2\varepsilon_\circ}\right)^{\frac{1}{2}}\int_\circ^{+\infty}d\omega\int d^3\boldsymbol{k} \qquad (٦)$$
$$\left\{\boldsymbol{G}^\Omega_{\alpha\beta}(\boldsymbol{k},\omega)\hat{\boldsymbol{J}}_\beta(\boldsymbol{k},\omega)exp\left[-i(\omega t-\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r})\right]-H\cdot c\right\}$$

که در آن $\Omega=L,T$ نشان دهنده مؤلفه های طولی و عرضی است. به دلیل آنکه عبارت مولفه طولی برای حالت مغناطیده و غیر مغناطیده یکسان است در بررسی تابش چرنکوف نسبیتی در حضور محیط دی الکتریک جاذب و مغناطیده تنها پتانسیل عرضی مورد توجه قرار داده می شود[۶]. قابل ذکر است که پتانسیل برداری بالا در روابط جابه جایی کانونیک صدق می کند که شرط کوانتش میدان است.

$$\left[\hat{\boldsymbol{A}}^T_\alpha(\boldsymbol{r},t),\ -\varepsilon_0\hat{\boldsymbol{E}}^T_\beta(\boldsymbol{r}',t)\right]=i\hbar\delta^T_{\alpha\beta}(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}') \qquad (۷)$$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۳- کوانتش مرتبه دوم

می توان میدان تابشی را با خواص ذره‌ای توصیف کرد. این مطلب ایده‌ای خواهد بود برای آنکه میدان تابشی الکترون نیز کوانتیزه شود که به آن کوانتش مرتبه دوم می گویند. بدین منظور با استفاده از معادله ویژه مقداری انرژی برای معادله دیراک ،که نسبیتی است، ویژه مقادیر آن محاسبه می شود و بر اساس ویژه مقادیر به دست آمده میدان تابشی الکترون بسط داده می شود. ضرایب بسط در واقع عملگرهایی خواهند بود که مربوط به خلق یا نابودی الکترون می باشند. $\hat{\boldsymbol{b}}_{\lambda}(\boldsymbol{p},t)$ عملگر بوزونی فنا و همچنین $\hat{\boldsymbol{b}}_{\lambda}^{+}(\boldsymbol{p},t)$ عملگر بوزونی خلق الکترونی با تکانه $\boldsymbol{p}$ نامیده و در نهایت $\boldsymbol{\psi}$ و $\boldsymbol{\psi}^{+}$ کوانتیزه می‌شوند و با تعمیم آن به حالت پیوسته سه بعدی به شکل زیر در می آیند[۵] .

$$\hat{\boldsymbol{\psi}}(\boldsymbol{r},t)=\sum_{\lambda}\int d^{3}\boldsymbol{p}\,\hat{\boldsymbol{b}}_{\lambda}(\boldsymbol{p},t)\psi_{\lambda}(\boldsymbol{p},\boldsymbol{r}) \qquad (۸)$$

$$\hat{\boldsymbol{\psi}}^{+}(\boldsymbol{r},t)=\sum_{\lambda}\int d^{3}\boldsymbol{p}\,\hat{\boldsymbol{b}}_{\lambda}^{+}(\boldsymbol{p},t)\psi_{\lambda}^{+}(\boldsymbol{p},\boldsymbol{r}) \qquad (۹)$$

که در آن: [۲]

$$\psi_{\lambda}(\boldsymbol{r},\boldsymbol{p})=\frac{1}{(2\pi)^{\frac{3}{2}}}\boldsymbol{u}_{\lambda}(\boldsymbol{r},\boldsymbol{p})\,e^{i\boldsymbol{p}.\boldsymbol{r}} \qquad (۱۰)$$

۴- هامیلتونی برهم کنش

هامیلتونی نسبیتی برهم‌کنش الکترون با میدان الکترومغناطیسی در تابش مورد نظر ما بدین شکل است[۲]

$$\hat{\boldsymbol{H}}_{I}=-ec\int d^{3}\boldsymbol{r}\,\boldsymbol{\psi}^{+}\boldsymbol{\alpha}\cdot\hat{\boldsymbol{A}}\boldsymbol{\psi} \qquad (۱۱)$$

که در آن $\boldsymbol{\psi}$عملگر میدان ذره می باشد. با جایگذاری به شکل رابطه (۱۲) در می آید.

۵- احتمال گسیل فوتون

در این پژوهش، در بررسی تابش چرنکوف فرض می‌شود که تعداد فوتونها در حالتی که سیستم مختل نشده است، صفر باشد و پس از گسیل تنها یک فوتون تولید شود. با

$$\hat{\boldsymbol{H}}_{I}=-ec\left(\frac{1}{2\pi}\right)^{3}\left(\frac{\hbar}{4\pi^{2}\varepsilon_{\circ}}\right)^{\frac{1}{2}}\int d^{3}\boldsymbol{r}\int_{\circ}^{+\infty}d\omega$$
$$\int d^{3}\boldsymbol{k}\int d^{3}\boldsymbol{p}\int d^{3}\boldsymbol{p}'\,\hat{\boldsymbol{b}}_{\lambda'}^{+}(\boldsymbol{p}',t)\hat{\boldsymbol{b}}_{\lambda}(\boldsymbol{p},t)e^{-i(\boldsymbol{p}-\boldsymbol{p}')\cdot\boldsymbol{r}}$$
$$\left(\boldsymbol{u}_{\lambda'}^{+}(\boldsymbol{p}',t)\boldsymbol{\alpha}\cdot\hat{\boldsymbol{J}}_{\beta}^{+}(\boldsymbol{k},\omega)\boldsymbol{u}_{\lambda}(\boldsymbol{p},t)\right)$$
$$\left\{\boldsymbol{G}_{\alpha\beta}^{*\Omega}(\boldsymbol{k},\omega)\,exp\left[-i(\omega t-\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r})\right]-H\cdot c\right\}(۱۲)$$

داشتن اطلاعات فوق می‌توان احتمال گسیل فوتون در واحد زمان توسط الکترونی که با سرعت $\boldsymbol{v}$ در محیط حرکت می‌کند را به دست آورد. بدین منظور از قاعده طلایی فرمی استفاده می‌شود. اگر سیستم ابتدا در حالت اولیه $|i\rangle$ با انرژی E_i باشد، احتمال در واحد زمان برای آنکه سیستم در حالت نهایی $\langle f|$ با انرژی E_f یافت شود، طبق قاعده فرمی به صورت زیر محاسبه می‌شود[۲]:

$$\left(\frac{trans.porb}{time}\right)=\frac{2\pi}{\hbar}\left|V_{fi}\right|^{2}\delta(E_f-E_i) \qquad (۱۳)$$

در رابطه بالا، V_{fi} عنصر ماتریس اختلال است که به صورت زیر تعریف می شود:

$$\left|\langle f|\hat{H}_I|I\rangle\right|^{2}=\left(\frac{\hbar c^{2}}{4\pi^{2}\varepsilon_{\circ}}\right)\sum_{s}\int d\omega\int d^{3}\boldsymbol{k}\int d^{3}\boldsymbol{p}$$
$$\left|\boldsymbol{u}_{\lambda'}^{+}(\boldsymbol{p}+\boldsymbol{k},t)\boldsymbol{\alpha}\cdot\tilde{\boldsymbol{e}}_{s}(\boldsymbol{k})\boldsymbol{u}_{\lambda}(\boldsymbol{p},t)\right|^{2}ImG_{\alpha\beta}^{T}(\boldsymbol{k},\omega) \quad (۱۴)$$

قسمت موهومی تانسور گرین عرضی به صورت رابطه زیر به دست می‌آید:

$$\mathrm{Im}\boldsymbol{G}^{T}(\boldsymbol{k},\omega)=\frac{\omega^{2}\,\mathrm{Im}\,\varepsilon(\omega)+\boldsymbol{k}^{2}\boldsymbol{c}^{2}\,\mathrm{Im}\,\kappa(\omega)}{\left|\boldsymbol{k}^{2}\boldsymbol{c}^{2}\kappa(\omega)-\omega^{2}\varepsilon(\omega)\right|^{2}} \quad (۱۵)$$

بنابراین:

$$\left(\frac{transprob}{time}\right)_{p+k,\lambda'\to \mathrm{p},\lambda}=$$
$$\frac{2\pi}{\hbar}e^{2}c^{2}\left(\frac{\hbar}{8\pi^{4}\varepsilon_{o}}\right)\frac{\omega^{2}\varepsilon_{i}(\omega)+k^{2}c^{2}k_{i}(\omega)}{\left|k^{2}c^{2}k(\omega)-\omega^{2}\varepsilon(\omega)\right|^{2}} \qquad (۱۶)$$
$$\left|u_{\lambda'}^{+}(p+k,r)a.\tilde{\mathrm{e}}_{s}(k)u_{\lambda}(p,r)\right|^{2}$$
$$\delta(\sqrt{\hbar^{2}c^{2}\left|p+k\right|^{2}+m^{2}c^{4}}-\sqrt{\hbar^{2}c^{2}p^{2}+m^{2}c^{4}}-\hbar\omega)$$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۶- آهنگ اتلاف انرژی سیستم در واحد طول

احتمال گسیل یک فوتون با فرکانس ω_k و پلاریزاسیون σ در واحد زمان محاسبه شد. اگر این احتمال در انرژی یک فوتون ضرب شود در واقع آن مقدار انرژی که سیستم در واحد زمان از دست می‌دهد تا فوتونی با بردار موج k و پلاریزاسیون σ خلق شود، را به دست آورده‌ایم. از سوی دیگر فوتونهای بی شماری با فرکانسها و پلاریزاسیون های مختلفی تولید می‌شود، از این رو کافی است آهنگ از دست دادن انرژی در واحد زمان را به ازای فرکانسها و پلاریزاسیون‌های مختلف به دست آورده و سپس آنها را با هم جمع کرد. پس جمع نهایی باید شامل یک جمع روی اسپین‌های نهایی الکترون باشد و روی اسپین اولیه میانگین‌گیری کرد که ضریب $\frac{۱}{۲}$ ظاهر می‌شود و به سادگی می‌توان آهنگ از دست دادن انرژی در واحد طول را به روش زیر محاسبه کرد:

$$\frac{dW}{dx}=\frac{۱}{v}\frac{۱}{۲}\sum_{\sigma}\sum_{\lambda'=۱}^{۲}\sum_{\lambda=۱}^{۲}\int d^{۳}k\,\hbar\omega_k\left(\frac{\text{transprob}}{\text{time}}\right) \quad (۱۷)$$

با جایگذاری رابطه (۱۶) در (۱۷) رابطه زیر به دست می-آید:

$$\frac{dW}{dx}=\frac{e^{۲}}{۲\pi^{۲}\varepsilon_{\circ}}\int\omega\,d\omega\int kdk\quad\frac{\omega^{۲}\varepsilon_i(\omega)+k^{۲}c^{۲}\kappa_i(\omega)}{\left|k^{۲}c^{۲}\kappa(\omega)-\omega^{۲}\varepsilon(\omega)\right|^{۲}}$$
$$\left(۱-\frac{\omega^{۲}}{k^{۲}v^{۲}}\left(۱+\frac{\hbar\omega}{۲mc^{۲}}\left(\frac{c^{۲}k^{۲}}{\omega^{۲}}-۱\right)\sqrt{۱-v^{۲}/c^{۲}}\right)^{۲}\right) \quad (۱۸)$$

عبارت (۱۹) [۶] انرژی اتلافی الکترون غیرنسبیتی در واحد طول برای محیط های دی الکتریک همگن سه بعدی است،

$$\left.\frac{dW}{dx}\right|_{\text{دی‌الکتریک}}=\frac{e^{۲}}{۲\pi^{۲}\varepsilon_{\circ}}\int\omega\,d\omega\int dk \quad ((۱۹)$$
$$\frac{k\,\omega^{۳}\varepsilon_i(\omega)}{\left|k^{۲}c^{۲}-\omega^{۲}\varepsilon(\omega)\right|^{۲}}\left(۱-\left(\frac{\omega}{kv}+\frac{\hbar k}{۲mv}\right)^{۲}\right)$$

حال عبارت (۱۸) با عبارت (۱۹) به صورت دیفرانسیلی(۲۰) مقایسه می شود. در واقع عبارت (۱۸) نشان‌دهنده تصحیح نسبیتی برای محیط دی‌الکتریک مغناطیده است. این نسبت برای سرعتهای پایین در اکثر

$$\frac{\left.\frac{dW}{dx\,d\omega\,dk}\right|_{\text{دی‌الکتریک مغناطیده}}}{\left.\frac{dW}{dx\,d\omega\,dk}\right|_{\text{دی‌الکتریک}}}=\frac{\omega^{۲}\varepsilon_i+k^{۲}c^{۲}\kappa_i}{\omega^{۲}\varepsilon_i}\frac{\left|k^{۲}c^{۲}-\omega^{۲}\varepsilon(\omega)\right|^{۲}}{\left|k^{۲}c^{۲}\kappa(\omega)-\omega^{۲}\varepsilon(\omega)\right|^{۲}}$$
$$\times\frac{\left(۱-\frac{\omega^{۲}}{k^{۲}v^{۲}}\left(۱+\frac{\hbar\omega}{۲mc^{۲}}\left(\frac{c^{۲}k^{۲}}{\omega^{۲}}-۱\right)\sqrt{۱-v^{۲}/c^{۲}}\right)^{۲}\right)}{\left(۱-\left(\frac{\omega}{kv}+\frac{\hbar k}{۲mv}\right)^{۲}\right)} \quad (۲۰)$$

نقاط برابر یک است که با انتظار ما توافق خوبی دارد. هرچه سرعت الکترون به سمت سرعتهای بالا می‌رود، نسبت از یک فاصله می‌گیرد.

۷- نتیجه گیری

با توجه به کاربرد وسیع استفاده از تابش چرنکوف در آشکارسازی ذرات در این پژوهش انرژی اتلافی سیستم در واحد طول را برای تابش چرنکوف نسبیتی به دست آوردیم. محیط را دی الکتریک و مغناطیده در نظر گرفتیم. با انجام محاسبات می توان نشان داد که روابط به دست آمده تعمیم روابط گذشته (آهنگ اتلاف انرژی در محیط دی الکتریک که درآن الکترون با سرعت غیر نسبیتی حرکت می کند) است.

مراجع

[۱] B. M. Bolotovskii, Vavilov–Cherenkov radiation: its discovery and application, *Physics-Uspekhi*, Vol. 52, No. 11, pp. 1099-1110, 2009 .

[۲] ع. احمدي, مكانيسم توليد و ويژگی هاي تابش چرنكوف در ناحيه اشعه ايكس نرم, مجله سنجش و ايمنی پرتو, Vol. ۱۳۹٤. زمستان ۱, شمارة ٤، جلد .

[۳] P. A. Cherenkov, Visible emission of clean liquids by action of γ radiation, *Doklady Akademii Nauk SSSR*, Vol. 2, pp. 451, 1934 .

[٤] I. M. Frank, I. Tamm, Coherent visible radiation of fast electrons passing through matter, *Usp. Fiz .Nauk*, Vol. 93, pp. 388-393, 1937 .

[٥] E. G. Harris, *A pedestrian approach to quantum field theory*: Courier Corporation, 2014 .

[٦] R. Matloob, A. Ghaffari, Čerenkov radiation in a causal permeable medium, *Physical Review A*, Vol. 70, No. 5, pp. 052116 ,2004 .

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

طراحی فیلتر باند باریک توسط تشدیدگر حلقه‌ای و مربعی بلور فوتونی

الهام یزدان ستا، کامبیز عابدی

دانشکده مهندسی برق، دانشگاه شهید بهشتی، تهران، ایران

چکیده-دراین مقاله، ساختارهای جدیدی برای فیلتر باند باریک مبتنی بر بلورهای فوتونی ۲بعدی با میله‌های سیلیکون در بستر هوا ارائه می‌شود. فیلترها شامل تشدیدکننده حلقه‌ای و مربعی همراه با دو بازتاب کننده با نقص خطی می‌باشد. طول موج تشدید برای تشدیدکننده حلقه ۱/۳۸ µm و تشدیدکننده مربع ۱/۴۴۰۹ µm است. فیلتر باند باریک می تواند در مدارات نوری، یکپارچه شود. برای انتخاب طول موج و فیلترنمودن نویز تقویت کننده‌های نوری برای کاربردهای مخابرات در آینده قابل استفاده می‌باشد. نرم افزار Rsoft برای شبیه سازی رفتار نوری فیلتر استفاده شده است.

کلمات کلیدی- بلور فوتونی دو بعدی، تشدیدکننده، بازتاب کننده، فیلتر باند باریک

Design of narrow band filter with square and ring resonator photonic bandgap

Elham Yazdanseta, Kambiz Abedi

Electrical Engineering Department, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran

Abstract-In this paper, two new structures of narrow band filter based on two-dimensional photonic crystals of silicon rods in air are proposed. The super narrow band filter consists of square and ring resonator and two line-defect-based reflectors. The resonance wavelength for ring resonator is 1.38µm and for square resonator is 1.4409µm. The super narrow band filter can be integrated into optical circuit. It can be used for wavelength selection and noise filtering of optical amplifier in future communication application. Rsoft software is used to simulate the optical behavior of the filter.

Keywords: 2D photonic bandgap, resonator, reflector, narrow band filter

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱-مقدمه

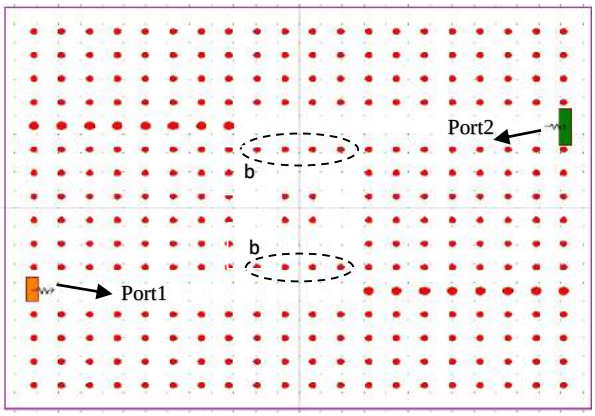
اخیرا، بلورهای فوتونی (PCs) توجه زیادی را از دیدگاه‌های بنیادی و عملی به خود جلب کرده‌اند. به دلیل خواص نوری منحصر به فرد خود و استفاده بالقوه آن‌ها در ادوات نوری، تحقیقات زیادی بر روی توانایی آنها برای کنترل انتشار نور انجام شده است. بلورهای فوتونی، ساختارهایی دی الکتریک متناوب با ضریب شکست در مقیاس طول موج نور هستند. با توجه به این تناوب، مواد شکاف باند فوتونی (PBG) اجازه انتشار میدان الکترومغناطیسی در باند فرکانس خاص را می‌دهد[۱]. با استفاده از نقص در بلورهای فوتونی، نور می‌تواند در جهت خاص هدایت شود و در ساختارهای کاربردی بلورهای فوتونی، مورد استفاده قرار می‌گیرد[۲]. از کاربردهای قابل توجه بلورهای فوتونی نقص‌دار می‌توان به فیلتر فوق باند باریک[۱]، دی مالتی پلکسر[۲]، تشدیدکننده‌های حلقه[۳] ، فیلتر[۴]، فیبر نوری[۵]، سلول خورشیدی[۶]، تقسیم‌کننده توان[۷]، موجبرها[۸]، و غیره اشاره نمود. فیلتر توسط تزویج تشدیدکننده با موجبر تحقق می‌یابد. با توسعه شبکه‌های مخابرات نوری، فیلترهای باند باریک نوری در مدارهای مجتمع نوری بسیار مورد نیاز خواهند بود. کارهایی که روی این موضوع انجام شده است: فیلتر باند باریک کوک‌پذیر با استفاده از انتخاب طول موج کنترل شده با ولتاژ، مورد بررسی قرار گرفت[۸]. فیلتر باند باریک شامل سه موجبر آبشاری با شعاع‌های مختلف حفره‌های هوا است که ضریب عبور ۰,۷۷ در طول موج تشدید ۱,۵۵μm را دارا می باشد[۹]. فیلتر باند باریک با استفاده از تشدیدکننده حلقه و بازتاب کننده مطالعه شده است، بازده خروجی ۸۵٪ و طول موج تشدید ۱/۴۲۰nm بدست آمده است[۱۰]. در این مقاله طرح جدیدی برای تشدیدکننده همراه با دو بازتاب کننده پیشنهاد می شود. ویژگی عملکرد فیلتر بوسیله روش عددی دوبعدی FDTD برای بلورهای فوتونی با میله‌های Si برای تشدیدکننده‌های حلقه و مربع مورد بررسی قرار گرفته است. مزیت فیلتر باند باریک نسبت به ساختارهای قبلی گزارش شده، سادگی آن می‌باشد. طول موج تشدید در محدوده طول موج مخابراتی است که در مخابرات راه دور استفاده می شود.

۲-طراحی فیلتر باند باریک

۲-۱- *طراحی ساختار*

۲-۱-۱- *تشدیدکننده به صورت مربع*

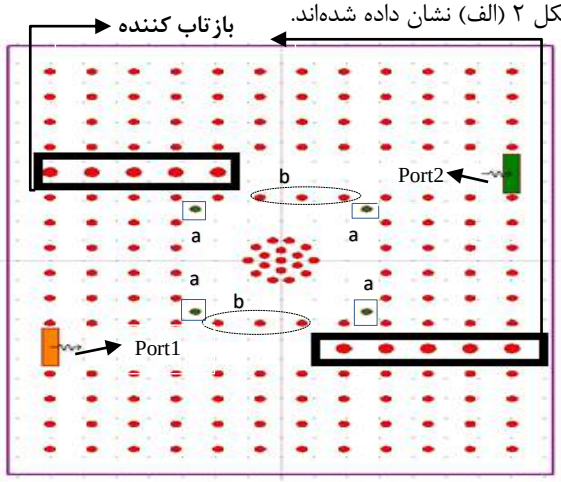
شکل ۱، فیلتر شامل رزوناتور و دو بازتاب کننده را نشان می‌دهد، شبکه بلور فوتونی (آرایه‌های۱۶×۲۰) میله‌های سیلیکون با ضریب شکست۳/۳، ضریب دی الکتریک ۱۱/۴و شکاف باند ۱/۱۲ev در بستر هوا است. تشدیدکننده با استفاده از حذف میله‌ها به شکل مربع می‌باشد و هردو بازتاب کننده مبتنی بر نقص خطی با حذف قسمتی از میله‌ها هستند. ورودی با port1 و خروجی را با Port2 نشان می‌دهیم. نور ورودی از نوع گوسین است، نور ورودی پس از وارد شدن از طریق port1 به بازتاب کننده ردیف پایین برخورد می کند، توسط میله‌های تزویج‌گر وارد تشدیدکننده مربع شده سپس با استفاده از میله‌های تزویج‌گر قسمت بالایی پس از برخورد به بازتاب کننده به سمت خروجی هدایت می‌شود. بازتاب کننده‌ها را برای بهتر شدن راندمان خروجی قرار داده شده‌اند. تشدیدکننده در این ساختار با حذف مربع ۴×۴ میله های سیلیکونی بدست آمده است. میله‌های تزویج‌گر با حرف b روی شکل۱ مشخص شده اند.



شکل۱. طرح فیلتر باند باریک با دو بازتاب کننده و یک تشدیدکننده مربع

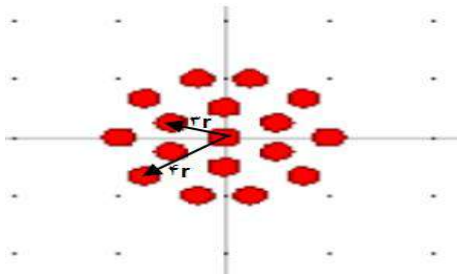
۲-۱-۲- *تشدید کننده به شکل حلقه*

شکل ۲، فیلتر شامل رزوناتور و دو بازتاب کننده را نشان می دهد، شبکه بلور فوتونی (آرایه‌های۱۶×۱۲) میله‌های سیلیکون با همان مشخصات ساختار قبلی در بستر هوا است. میله‌های داخل ساختار را میله‌های درونی نامیده می‌شوند. میله‌های درونی با شعاع r۳× و۴×r۲در نظرگرفته شده است که در شکل ۲(ب) نشان داده شده است. میله‌های سبزرنگ، میله‌های پراکندگی نامیده می‌شوند که در ساختار برای بهتر شدن تشدید قرار می‌دهند، روی شکل ۲ (الف) با حرف a مشخص شده اند. میله های تشدیدگر با حرف b روی شکل ۲ (الف) نشان داده شده‌اند.



(الف)

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد



(ب)

شکل۲. الف)طرح فیلتر باند باریک با دو بازتاب کننده و یک تشدیدکننده حلقه ب)طرح میله‌های درونی

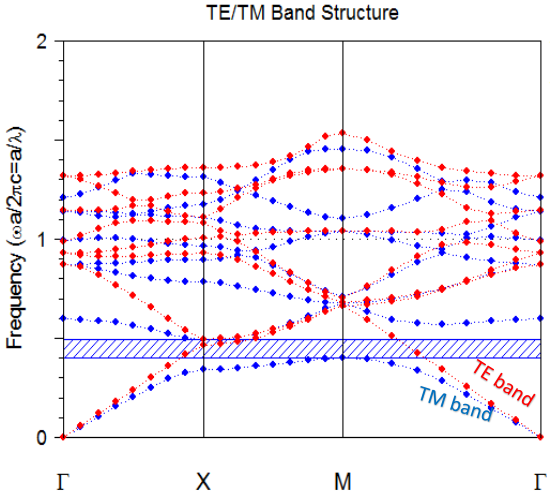
۲-۲-انتخاب پارامتر ها

با توجه به مطالعات انجام شده،به منظور بهبود راندمان انتقال فیلتر باند باریک، پارامترهای بلور فوتونی شامل ثابت شبکه (a)و شعاع میله‌ها (r) با مقدار ۰/۶۳۸۴ و شعاع میله ها a × ۰/۱۱۵۹انتخاب شده است. شعاع میله‌های بازتاب کننده r × ۱/۵ در نظر گرفته شده است.

۳-نتایج شبیه سازی

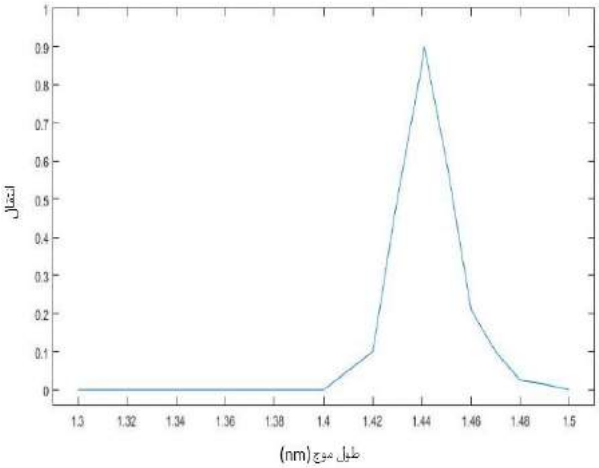
۳-۱-شبیه سازی تشدیدکننده مربع

در شکل ۳، شکاف باند فوتونی(PBG) تشدیدکننده مربع نشان داده شده است.



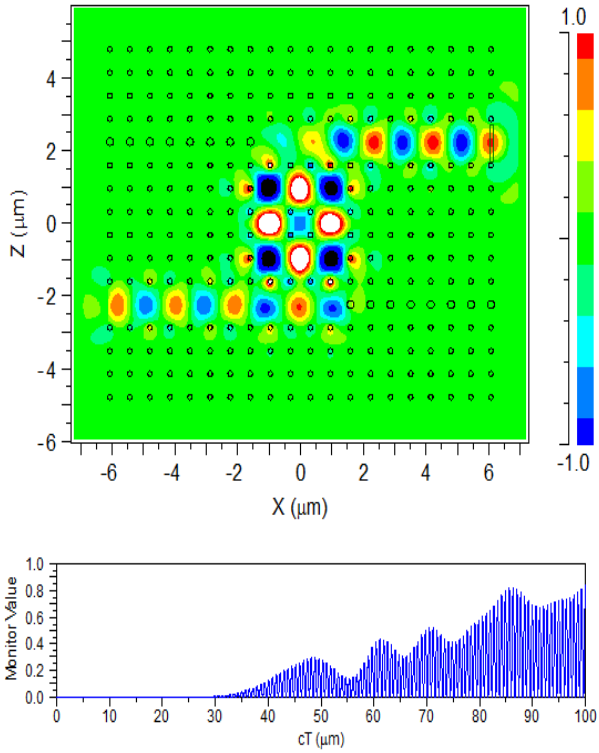
شکل۳. شکاف باند فوتونی برای تشدیدکننده مربع

همانطور که در شکل۳ رسم شده است، این ساختار شکاف باند فوتونی را برای مد TM ارائه می‌دهد و برای مد TE شکاف باند فوتونی نداریم. فرکانس‌های شکاف باند فوتونی بین ۰/۴۰<a/λ<۰/۴۹ است، طول موج های متناظر آن ۱/۵۹>λ>۱/۳ می‌باشد. در شکل۴ بهترین طول موج، برای عبور از تشدیدکننده مربع و خروج از port2 نشان داده شده است.



شکل ۴.عبور نور با طول موج‌های محدوده شکاف باند

در شکل ۵، نتایج شبیه‌سازی توزیع میدان الکتریکی (EFD) پرتوهای فرودی با قطبش TM نشان داده شده است. با توجه به شکل ۴، نور با طول موج ۱/۴۴۰۹ میکرومتر از port1 وارد ساختار شد و پس از عبور از تشدیدکننده مربع نور از port2 خارج شده است. در مقدار مانیتور (MV) ،منحنی آبی رنگ نشان دهنده نور خروجی است.

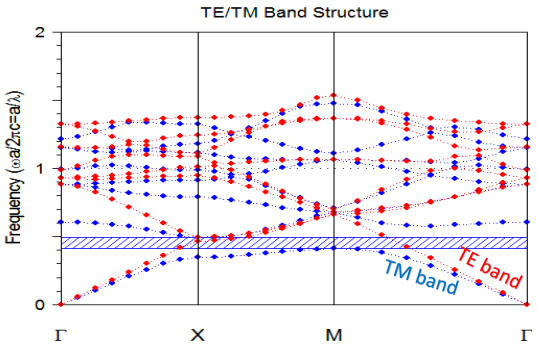


شکل۵. توزیع میدان الکتریکی (EFD)ومقدار مانیتور پورت خروجی افزاره

۳-۲-شبیه سازی تشدیدکننده حلقه

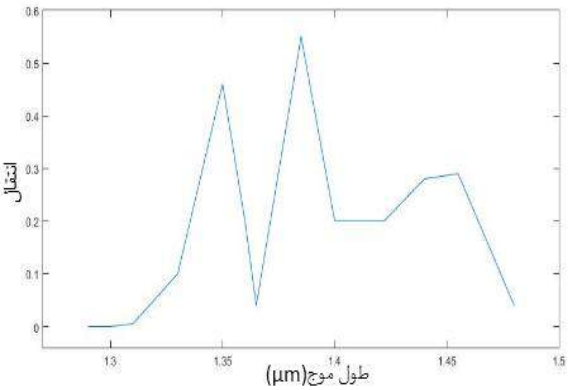
در شکل ۶، شکاف باند فوتونی(PBG) تشدیدکننده حلقه نشان داده شده است.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد



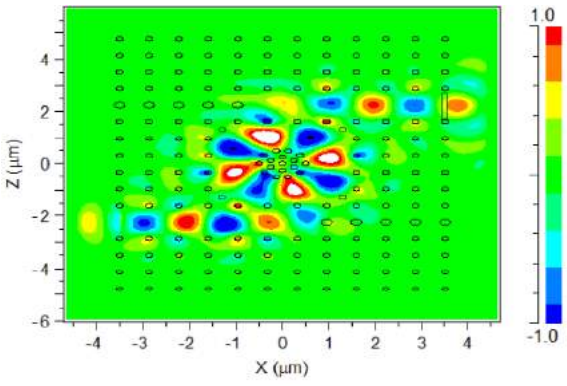
شکل ۶.نمودارشکاف باند فوتونی افزاره نوری

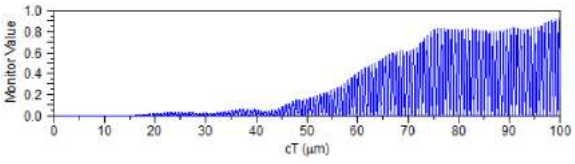
همانطور که در شکل ۶ رسم شده است، این ساختار شکاف باند فوتونی را برای مد TM ارائه می‌دهد و برای مد TE شکاف باند فوتونی نداریم. فرکانس‌های شکاف باند فوتونی بین ۰/۴۱<a/λ<۰/۴۹۴ است، طول موج‌های متناظر آن ۱/۲۹<λ<۱/۵۵ می‌باشند. در شکل ۷ بهترین طول موج برای عبور از تشدیدکننده حلقه و خروج از port2 نشان داده شده است.



شکل ۷.عبور نور با طول موج های محدوده شکاف باند

شکل۸، نتایج شبیه‌سازی توزیع میدان الکتریکی (EFD) پرتوهای فرودی با قطبش TM را نشان می دهد. با توجه به شکل ۷ نوررا با طول موج ۱/۳۸ میکرومتر وارد ساختار می کنیم و پس از عبور از تشدیدکننده حلقه، نور تقریبا با همان شدت اولیه ازPort2 خارج می شود. در مقدار مانیتور (MV) ،منحنی رنگ آبی نشان دهنده نور خروجی است.





شکل۸. توزیع میدان الکتریکی (EFD) ومقدار مانیتور پورت خروجی افزاره

در این مقاله، در دو ساختار پیشنهادی تغییرات طول موج آنها در شکاف باند فوتونی تقریبا یکسان است ولی طول موج تشدید عبوری از آنها به دلیل تفاوت در ساختار ،متفاوت می‌باشد. مزیت ساختار دارای تشدیدکننده مربع نسبت به ساختار تشدید کننده حلقه سادگی آن می باشد.

۴.نتیجه گیری

در این مقاله ،ساختار های جدیدی برای فیلتر باند باریک مبتنی بر بلورهای فوتونی۲بعدی میله های سیلیکون در بستر هوا ارائه شد. فیلتر شامل تشدیدکننده حلقه و مربع همراه با دو بازتاب کننده نقص خطی، طول موج تشدید دو ساختار در محدوده طول موج مخابرات نوری بود. مزیت ساختار دارای تشدیدکننده مربع نسبت به ساختار تشدید کننده حلقه سادگی ساختار می‌باشد. شبیه سازی این مقاله با نرم افزار Rsoft انجام شد.

منابع

[1] Y.Wang, "a super narrow band filter based on silicon 2D photonic crystal resonator and reflectors," Optics Communication, pp. 1-8, 2016.
[2] k.Goodarzi, A.Mir.,"design and analysis of an all-optical demultiplexer based on photonic crystals," Infrared Physics&Technology, p. 193, 2015.
[3] D. Popescu, "Two dimensional photonic crystal with different symmetries for waveguids and resonant cavities applications," Applied Mathematics and Physics 75, 2013.
[4] Y.Pennec,et al., "two-dimensional photonic crystals: examples and applications," Surface Science, pp. 229-291, 2010.
[5] S.E.Barkou,et al.,"silica-air photonic crystal fiber design that permits waveguiding by a true photonice bandgap effect," Optics letters 24.1, pp. 46-48, 1999.
[6] L.Zeng, et al.,"efficiency enhancemant in Si solar cells by textured photonic crystal back reflector," Applied Physics Letters89.11, 2006.
[7] D.chai, et al.,"Efficient, Wide Angle, structure tuned 1*3 photonic crystal power splitter at 1550 nm for triple play application," Journal of Lightwave Technology 30.17 , 2012.
[8] Li. Shaopeng,et al.,"a tunable terahertz photonic crystal narrow-band filter," IEEE Photon. Technol. Lett. 27.7, pp. 752-754, 2015.
[9] H.A.Badaui, M.Abri.,"New design of Integrated 2D Photonic Crystal Narrow Band Filters Using the FDTD-2D Method," Frequenz 68, p. 511, 2014.
[10] S.Robinson,R.Nakkeeran., "investigation on parameters affecting the performance of two dimensional photonic crystal based on bandpass filter," Optical and Quantum Electronics 43, 2012.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

شبیه سازی دیود نورگسیل آلی سفید با ساختار معکوس و برپایه نقاط کوانتومی و فوتونیک کریستال

ندا حیدری*[۱]، سید محمد باقر قریشی[۲]

۱-پژوهشکده نانوالکترونیک، دانشگاه کاشان، کاشان، ایران

۲-گروه اتمی مولکولی، دانشکده فیزیک، دانشگاه کاشان، کاشان، ایران

چکیده - در این تحقیق دیود نورگسیل آلی *(OLED)* با نور سفید و ساختار معکوس و برپایه نقاط کوانتومی و فوتونیک کریستال پیشنهاد شده است. مشخصه های لومینسانس و بازده کوانتومی خارجی بهبود قابل توجهی داشتند، در حالیکه ولتاژ آستانه این دیود مقدار ۵.۵ ولت است. در ساختار پیشنهادی از سه لایه نقاط کوانتومی با اندازه های متفاوت برای تولید نور سفید و برای بهینه سازی ساختار از شبیه سازی با روش المان محدود حوزه زمانی استفاده شده است.

کلید واژه- دیود نورگسیل آلی سفید، ساختار معکوس، فوتونیک کریستال، نقاط کوانتومی

Simulation of an inverted white light emitting diode with quantum dots and photonic crystal

Neda Heydari*[1], Seyed Mohammad Bagher Ghorashi[2]

1 Institute of Nanoscience and Nanotechnology, University of Kashan, Kashan, Iran

2 Department of Physics, Faculty of Physics, University of Kashan, Kashan, Iran

Abstract- In this paper, an inverted hybrid quantum dot/organic white light emitting diode with transparent conducting oxide photonic crystal structure is proposed. We try to describe our theoretical results. The luminance and external quantum efficiency were considerably increased, although the turn-on voltage is 5.5V. In addition, three layers of different sizes of CdSe were utilized in proposed structure to extract white light from the device and the simulation based on finite difference time domain (FDTD) method was performed to optimize the characteristics of the device.

Keywords: white organic light emitting diode, inverted structure, photonic crystal, quantum dot

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

در سال های اخیر صنعت نمایشگرها به طور گسترده ای مورد مطالعه قرار گرفته و تلاش شده مشخصات آنها با استفاده از ساختارهای مختلف بهبود بخشیده شوند.

از زمانی که تانگ و وان اولین گزارش انتشار نور الکترولومینسانس از فیلم های نازک آلی را منتشر کردند، دیودهای نورگسیل آلی (OLEDs) به عنوان یکی از تکنولوژی های پیشگام در این زمینه مطرح شدند [۱]. اخیرا Meyer و همکارانش OLED بسیار کارآمدی را گزارش کرده اند که فقط توسط دو لایه آلی ساخته شده است [۲]. بازده کوانتومی خارجی، پایداری و انعطاف پذیری از مهمترین ویژگی های OLED ها است که در دهه های گذشته، دانشمندان تلاش زیادی برای افزایش این ویژگی ها اختصاص داده اند. با این حال، هنوز مسیر طولانی برای بهبود عملکرد OLED ها وجود دارد.

یکی از جدیدترین راهبردهای افزایش بهره وری دیودهای نوری، استفاده از نانوذرات کلوئیدی در ساختار است. در سال ۱۹۹۴ اولین ساختار دیودهای نورگسیل آلی نقاط کوانتومی (QDOLED) شامل نقاط کوانتومی CdSe معرفی شد [۱۵].

توجه به این نکته ضروری است که طیف الکترولومینسانس (EL) و شاخص تفکیک رنگ (CRI) (QDOLED) به ابعاد و ترکیب QD ها وابسته است. بنابراین می توان با کنترل ابعاد نقاط کوانتومی، طیف EL را برای پوشش تقریبا کل محدوده نور مرئی تنظیم نمود و نور سفید از دستگاه استخراج کرد. اولین QDOLED با نور سفید توسط Park و گروهش ساخته شد که در آن از نانو ذرات CdSe برای تولید نور سفید استفاده شده بود [۱۹].

ساختارهای معکوس یکی از ساختارهای پیشنهادی برای دستیابی به کارایی بالاتر بوده اند که امکان تولید نمایشگرهای منعطف را نیز فراهم می کنند.

با وجود همه پیشرفت های انجام شده، افزایش بهره وری نور استخراجی OLED ها هنوز هم نیاز به بهبود دارد. تفاوت ضرایب شکست آند و بستر شیشه ای باعث می شود که بیش از ۴۰ درصد از میزان نور منتشر شده در لایه ITO تسخیر شود [۲۲]. تا کنون، یکی از بهترین راه حل ها برای غلبه بر این مشکل، استفاده از کریستال های فوتونی (PhCs) بوده است. در اینجا یک ساختار معکوس دیود نورگسیل آلی نقاط کوانتومی و کریستال فوتونی پیشنهاد شده که کارایی لومینسانس بالا دارد و برای کاربردهای LED مناسب است.

۲- ساختار IH-QDOLED و نتایج

ساختار ارائه شده یک led سفید هیبریدی با استفاده از نقاط کوانتومی و مواد ارگانیک می باشد که دارای ساختار وارون می باشد. برای بهبود بازدهی از ساختار فوتونیک کریستال در سمت کاتد استفاده شده است.

این شبیه سازی با استفاده از نرم افزار سیلواکو انجام شده که در آن میدان الکتریکی با استفاده از فرمول زیر محاسبه می شود:

$$E(x)=\frac{\rho}{\varepsilon}(\int_0^x[n(x)-N_0]dx)$$

نرخ بازترکیب حاملها نیز با حل معادله پیوستگی جریان بدست می آید:

$$\frac{dn}{dt}-\frac{1}{q}\frac{dJ_n}{dx}-G+R=0$$

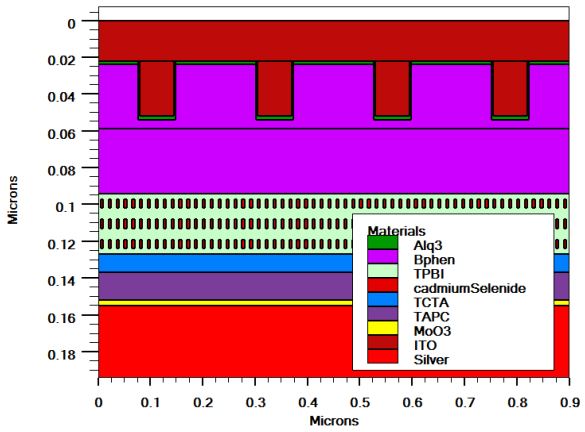
$$\frac{dp}{dt}+\frac{1}{q}\frac{dJ_p}{dx}-G+R=0$$

در اینجا nو p به ترتیب غلظت الکترون ها حفره ها، G و R نرخ تولید و بازترکیب حاملها و J_n و J_p چگالی جریان الکترون و حفره می باشند.

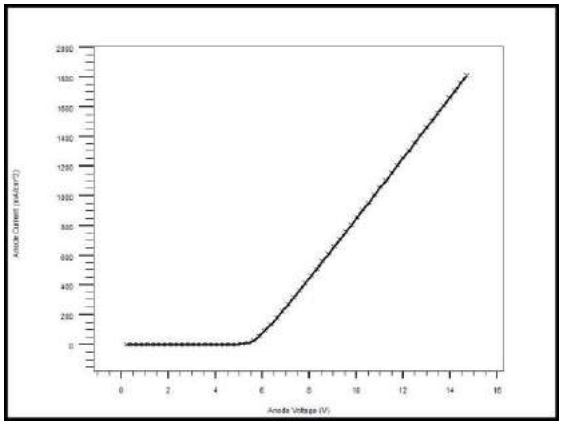
در ساختار led به ترتیب از مواد Alq3 (4nm)/Bphen (60nm)/TPBI (35nm)/TCTA (10nm)/TAPC (15nm)/MoO3 (3nm) و از ITO و نقره به ترتیب به عنوان کاتد و آند استفاده شده است. برای گرفتن نور سفید سه لایه نقطه کوانتومی با اندازه های مختلف (۳, ۴ و۶ نانومتر) به کار گرفته شده که در شکل زیر نشان داده شده است.

برای بررسی عملکرد این ساختار, مشخصه های مختلف محاسبه شد. در شکل ۲ مشخصه ی جریان-ولتاژ نشان داده شده است که ساختار پیشنهادی ولتاژ آستانه ای حدود ۵/۵ ولت دارد که دلیل آن استفاده از سه لایه نقاط کوانتومی و افزایش سطح مقطع کاتد با لایه انتقال الکترون و افزایش مقاومت معادل سری led می باشد.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد



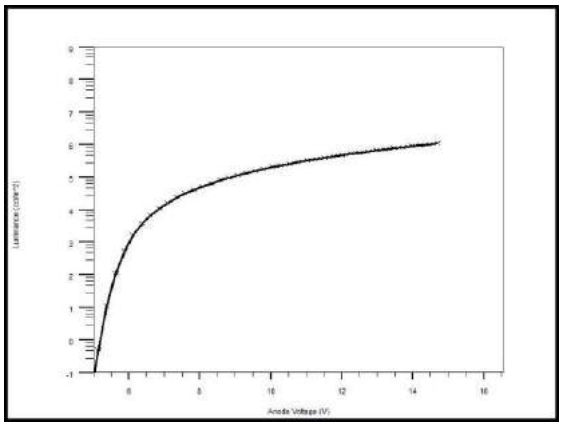
شکل ۱: ساختار OLED (a) معمول، IH-QDOLED (b)



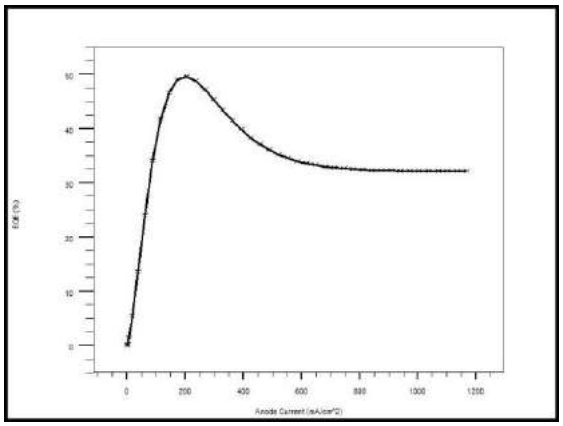
شکل 2: مشخصه ی جریان-ولتاژ

مشخصه ی بعدی لومینسانس بر حسب ولتاژ می باشد و مطابق نمودار در ولتاژ ۱۰ ولت دارای مقداری از مرتبه ی 1e5 می باشد که بسیار عدد قابل ملاحظه ای می باشد. این مقدار به خاطر حضور نقاط کوانتومی و مشخصه ی عالی تابش این مواد می باشد.

مشخصه ی بعدی, مشخصه ی بازدهی کوانتومی خارجی بر حسب جریان می باشد. ماکزیمم مقدار این مشخصه ٪۵۰ می باشد که مقدار قابل توجهی می باشد. این مقدار نتیجه ی مستقیم استفاده از ساختار فوتونیک کریستال می باشد.



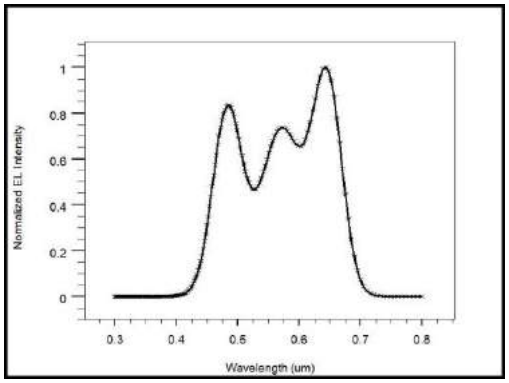
شکل 3: لومینسانس بر حسب ولتاژ



شکل ۴: بازدهی کوانتومی خارجی بر حسب جریان آند

در شکل ۵ طیف خروجی نرمال شده led برحسب طول موج را نشان می دهد. همانطور که مشاهده می شود, طیف دارای ۳ پیک در محدوده ی نور آبی, سبز و قرمز می باشد که نهایتا سبب می شود تا خروجی دیده شده به صورت نوری به رنگ سفید باشد که این موضوع نتیجه استفاده از نقاط کوانتومی با ابعاد مختلف در ساختار می باشد، زیرا خواص تابشی نقاط کوانتومی به اندازه آنها وابسته است.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد



شکل ۵: طیف خروجی نرمال شده led برحسب طول موج

۳- نتیجه‌گیری

در اینجا ساختار IH-QDOLED برای بهبود ویژگی های الکتریکی و اپتیکی OLED ها معرفی شده است که کارایی بالایی دارد. مشخصه های ساختار IH-QDOLED به روش تجزیه و تحلیل FDTD، با نرم افزار سیلواکو محاسبه گردید. نتایج، بازدهی کوانتومی خارجی ۵۰٪ را برای ساختار پیشنهادی نشان می دهد که مقدار قابل توجهی می باشد. علاوه بر این، با توجه به حضور نقاط کوانتومی با اندازه های متفاوت نور سفید از این ساختار استخراج می شود. نتیجه گیری می شود که حضور همزمان QD ها و بلورهای فوتونی در یک ساختار می تواند عملکرد دستگاه را به میزان قابل توجهی بهبود بخشد.

مراجع

[1] C.W. Tang, S.A. Vanslyke, C.H. Chen,"Electroluminescence of doped organic thin films", J. Appl. Phys., Vol. 65, No. 9, pp. 3610-3616, 1989.

[2] X. Y. Jiang, Z. L. Zhang, J. Cao, M. A. Khan, Khizar-ul-Haq, and W. Q. Zhu, "White OLED with high stability and low driving voltage based on a novel buffer layer MoOx", J. Phys. D, Vol. 40, No. 18, pp.5553-5557, 2007.

[3] V. L. Colvin, M. C. Schamp, and A. P. Alivisatos," Light-emitting diodes made from cadmium selenide nanocrystals and a semiconducting polymer", Nature, Vol. 370, No. 6488, pp. 354-357, 1994.

[4] J.H.P ark, J.Y .Kim, B.D.Chin, Y.C.Kim, J.K.Kim, and O.O. Park," White emission from polymer/quantum dot ternary nanocomposites by incomplete energy transfer", Nanotechnology, Vol. 15, No. 9, pp. 1217-1220, 2004.

[5] A. Chutinan, K. Ishihara, T. Asano, M. Fujita, and S. Noda," Theoretical analysis on light-extraction efficiency of organic light-emitting diodes using FDTD and mode-expansion methods", Organic Electronics, Vol. 6, No. 1, pp. 3-9, 2005.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

مطالعه کارایی لیزر های آبشارکوانتومی در فرایند تولید اعداد تصادفی تحت اثر پسخوراند نوری متداول و پسخوراند نوری مزدوج فازی

خسرو مبهوتی، اکبر جعفری و یوسف مهدی زاده

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه ارومیه

چکیده –در این مقاله کارایی استفاده از خروجی لیزر آبشار کوانتومی در حضور پسخوراند نوری در فرایند تولید اعداد تصادفی بررسی شده است. بدین منظور از خروجی لیزر آبشار کوانتومی به عنوان مولد سیگنال نمونه‌بردار از خروجی لیزرهای نیمه رسانای آشوبناک استفاده شد. بررسی‌ها در دو حالت حضور پسخوراند نوری متداول و پسخوراند مزدوج فازی صورت گرفت و حالت مطلوب انتخاب شد. نتایج بدست آمده از شبیه سازی و حل عددی معادلات نشان می‌دهد که نرخ تولید اعداد تصادفی سریع تر از حالتی است که از لیزرهای دیودی مرسوم استفاده می‌شود.

کلید واژه- اعداد تصادفی، پسخوراند نوری، دوپایداری نوری، لیزر های نیمه‌رسانای آبشار کوانتومی، نمونه‌برداری نوری

Study of the Performance of quantum cascade lasers in the process of random number generating, under influence of conventional optical feedback and Phase conjugate feedback

Khosro Mabhouti, Akbar Jafari and Yousef Mehdizadeh

Physics Department, Faculty of Sciences, Urmia University

Abstract- In this paper, the Performance of quantum cascade laser, subjected to optical feedback, in the process of random number generating is investigated. For this purpose, the output of the quantum cascade laser was used as a sampler signal generator from the output of chaotic semiconductor lasers. Investigations were done in two situations; conventional optical feedback and Phase conjugated feedback; and the optimal mode was selected. The obtained results show that the generation rate of random numbers is faster than that used by conventional laser diode.

Keywords: Random Numbers, Optical Feedback, Optical Bistability, Optical Sampling, Quantum Cascade Laser

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

تولید اعداد تصادفی یکی از مدرن‌ترین روش‌های رمزنگاری است که برای تامین امنیت حریم خصوصی و ذخیره سازی اطلاعات بکار می‌رود [1].

به طور کلی دو روش برای تولید اعداد تصادفی وجود دارد، روش‌های مبتنی بر پردازش‌های نرم‌افزاری و روش‌های مبتنی بر پدیده‌های فیزیکی. در گذشته امکان تولید اعداد شبه تصادفی با سرعت‌های بالا تا چندین گیگا بیت برثانیه، با بهره‌گیری از الگوریتم‌های قطعی وجود داشت. این نوع اعداد تصادفی مشکل آسیب‌پذیر بودن را داشتند. بعدها تولید اعداد تصادفی فیزیکی باتوجه به ماهیت غیر قابل پیش بینی بودن فرایندهای فیزیکی پیشنهاد شد. برای مثال نویزهای تصادفی می‌توانند به عنوان منابع بی‌نظمی در تولید اعداد تصادفی فیزیکی بکار روند. اما این سیستم ها نرخ بیت‌های خیلی پایینی دارند [۲].

درسال‌های اخیر لیزرهای آشوبناک توجه بسیاری را در این زمینه به خود جلب کرده‌اند[3]. اولین تولیدکننده اعداد تصادفی آزمایشگاهی ساخته شده، دارای نرخ بیت ۱/۷ گیگابیت برثانیه بود [۴]. در کار دیگری، یک تولید کننده اعداد تصادفی تمام اپتیکی پیشنهاد شد. این مولد اعداد تصادفی بر مبنای لیزرهای آشوبناک کار می‌کرد و در آن تمام فرایندهای پردازش سیگنال در یک دامنه اپتیکی انجام می‌شد [۵]. درکارهای قبلی که در زمینه تولید اعداد تصادفی انجام شده است تاثیر سیگنال نمونه بردار در افزایش نرخ تولید اعداد باینری بررسی نشده است.

در این مقاله، امکان استفاده از خروجی‌های لیزرهای نیمه رسانای آبشار کوانتومی با پسخوراند نوری به عنوان نمونه بردار اپتیکی، در تولید اعداد باینری بررسی می‌شود. این بررسی‌ها در دو حالت، لیزر آبشار کوانتومی با پسخوراند نوری حاصل از آینه خارجی رایج و پسخوراند حاصل از آینه مزدوج فازی صورت می‌گیرد. خروجی‌های لیزر در هردو وضعیت، با استفاده از نمودارهای تحول زمانی شدت خروجی لیزر و طیف فرکانسی این خروجی ها، مقایسه شده و لیزر مناسب انتخاب می‌شود. سپس با استفاده از مدل هویبرچتس [6] خروجی‌های این لیزرها به اعداد باینری تبدیل شده و نتیجه حاصله با نتایج حاصل از یک روش تولید اعداد تصادفی مشابه در زمینه کاربرد لیزرهای نیمه رسانا مقایسه می‌گردد.

۲- تئوری و مدل

۲-۱ معادلات نرخ لیزر نیمه رسانا

برای محاسبه تحول زمانی خروجی های لیزر آبشار کوانتومی لازم است که معادلات نرخ این لیزرها معرفی گردند. این معادلات در حضور پسخوراند حاصل از آینه خاجی متداول به صورت زیر خواهند بود: [3]

$$\frac{dE(t)}{dt}=\frac{1}{2}(1+i\alpha)\left[N_p g(N_2-N_1)-\frac{1}{\tau_p}\right]E + \eta'\exp(-i\Omega.\theta)E(t-\theta) \quad (۲-۱)$$

$$\frac{dN_2(t)}{dt}=\frac{I}{q}-(\frac{1}{\tau_{32}}+\frac{1}{\tau_{31}})N_2(t) - g(N_2-N_1)|E|^2 \quad (۲-۲)$$

$$\frac{dN_2(t)}{dt}=\frac{N_2(t)}{\tau_{32}}-\frac{N_2(t)}{\tau_3}+g(N_2-N_1)|E|^2 \quad (۲-۳)$$

در معادلات فوق، E میدان الکتریکی، N_2 و N_1 به ترتیب جمعیت تراز های سوم و دوم بوده و I_{in} جریان تزریقی به تراز سوم می‌باشد. q بار الکترون و g ضریب بهره است. زمان پراکندگی فوتون بین ترازهای سوم و دوم، و بین ترازهای سوم و اول، بین ترازهای دوم و اول به ترتیب با τ_{32}، τ_{31} و τ_{21} نشان داده می‌شوند. τ_p طول عمر فوتون، α ضریب پهن شدگی موثر است. η' شدت پسخوراند، θ تاخیر پسخوراند و $\Omega.\theta$ فاز پسخوراند می‌باشد. ثابت‌های عددی مورد استفاده در این مقاله مقادیر مورد استفاده در مرجع [9] می باشند. در حالتی که از آینه مزدوج فازی استفاده می‌کنیم، معادله (۲-۱) به صورت زیر اصلاح می‌گردد [3]:

$$\frac{dE(t)}{dt}=\frac{1}{2}(1+i\alpha)\left[N_p g(N_2-N_1)-\frac{1}{\tau_p}\right]E + \eta'\exp(-i2\delta(t-\frac{\tau}{2})+i\Omega.\theta)E(t-\theta) \quad (۲-۴)$$

که در آن $(-i2\delta(t-\frac{\tau}{2})+i\Omega_0\theta)$ فاز پسخوراند می‌باشد. δ نامیزانی فرکانسی و τ تاخیر زمانی درون آینه است. در این مقاله برای δ مقدار صفر در نظر گرفته شده است. برای پردازش سیگنال نیاز است که داده‌ها به حوزه فرکانسی منتقل گردند. بدین منظور از تبدیل فوریه [۱] استفاده می نماییم [7]. بدین ترتیب اگر سیگنال $x(n)$

[۱] Fourier Transform

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

باشد، تبدیل فوریه آن به صورت زیر خواهد بود:

$$X(k)=\sum_{n}^{N-1}x(n)e^{\frac{-i2\pi nk}{N}} \qquad (۲-۵)$$

$$k=0,1,2,...N-1$$

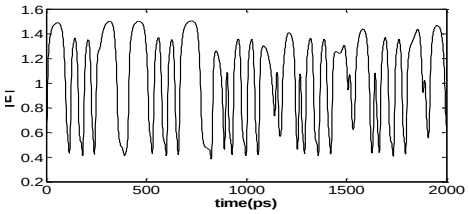
بزرگی $X(k)$ را طیف $x(n)$ گویند. مقادیر k با فرکانس سیگنال خروجی از لیزر متناظر است: $f_k=\frac{kF_s}{N}$. N طول سیگنال نمونه‌برداری شده است. در این محاسبات $N=5091$ و $F_s=6.9THz$ در نظر گرفته شده است.

۲-۲ بررسی نتایج

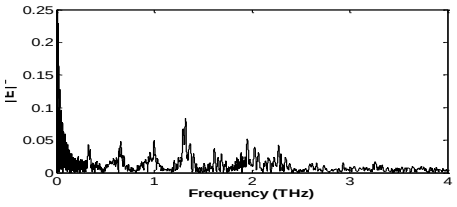
۲-۲-۱ استفاده از پسخوراند متداول

با استفاده از معادلادت نرخ (۲-۱) تا (۲-۳) می‌توان نمودار تحول زمانی شدت خروجی لیزرهای آبشار کوانتومی تحت اثر پسخوراند نوری متداول را ترسیم نمود (شکل ۱-الف). نمودار حاصله، نشان دهنده مولفه‌های مختلف با پهناهای متفاوتی می‌باشد که این مشخصات با ویژگی های سیگنال نمونه بردار آیده‌آل سازگار نیست. زیرا یک سیگنال نمونه بردار ایده‌آل باید پایدار بوده و دارای فرکانس بالایی جهت بالابردن نرخ نمونه برداری باشد[8]. لذا برای برای بررسی دقیق‌تر با استفاده از معادله (۲-۵) طیف فرکانسی سیگنال خروجی لیزر آبشار کوانتومی تحت اثر پسخوراند نوری متداول را رسم می نماییم (شکل۱-ب).

الف)



ب)



شکل ۱: نمودار شدت خروجی لیزر آبشار کوانتومی تحت اثر پسخوراند نوری متداول الف) تحول زمانی ب) تحول فرکانسی برای $\eta'=0.01$ و $\Omega.\theta=0$.

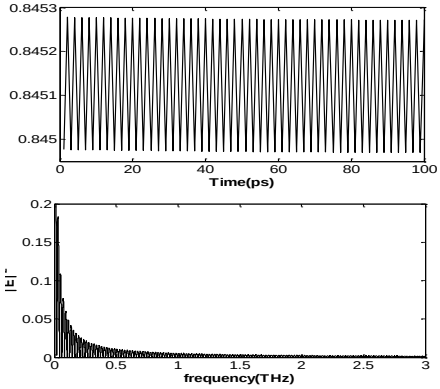
با توجه به شکل ۱_ب مشاهده می‌شود که پیک اصلی طیف فرکانسی که درمحدوده $1.25THz$ قرار دارد، تک مولفه ای نمی باشد. بنابراین لیزر آبشار کوانتومی تحت اثر پسخوراند متداول علی رغم داشتن فرکانس بالا انتخاب مناسبی برای استفاده به عنوان سیگنال نمونه بردار نیست.

۲-۲-۲ استفاده از پسخوراند مزدوج فازی

در وضعیت استفاده از پسخوراند مزدوج فازی با بهره گیری از معالات نرخ مربوطه (معادلات ۲-۲ تا ۲-۴) و همچنین معادله (۲-۵) نمودارهای تحول زمانی و طیف فرکانسی را برای لیزر آبشار کوانتومی تحت شرایط مورد نظر بدست می آوریم (شکل ۲).

الف

ب



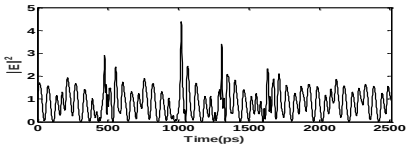
شکل ۲: نمودار شدت خروجی لیزر آبشار کوانتومی در حضور پسخوراند نوری حاصل از آینه مزدوج فازی الف) تحول زمانی ب) تحول فرکانسی برای $\eta'=0.01$ و $\Omega.\theta=0$.

همانطور که در شکل (۲) دیده می شود. خروجی لیزر آبشار کوانتومی تحت اثر پسخوراند مزدوج فازی پایدار بوده و دارای فرکانس بالایی می‌باشد. این امر نشان می‌دهد که این نوع پسخوراند برای لیزرهای کوانتوم آبشاری می‌توانند انتخاب مناسبی برای امر نمونه برداری از سیگنال‌های رایج در تولید اعداد تصادفی فیزیکی باشد.

۲-۳ استخراج اعداد باینری

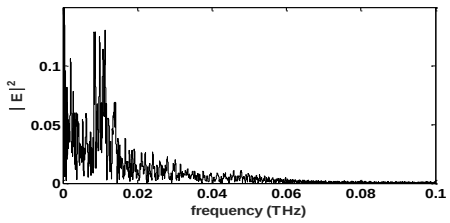
داده‌های باینری همان نمایش اعداد در مبنای دو می باشد (۰ و ۱) که اساس کار مخابرات دیجیتال و فیبر نوری را تشکیل می‌دهد [8]. برای بررسی عملکرد لیزر کوانتوم آبشاری در حضور پسخوراند مزدوج فازی، خروجی لیزر را به عنوان سیگنال نمونه برداری کننده از خروجی یک لیزر نیمه رسانای آشوبناک (شکل ۳) بکار بردیم. سپس خروجی نمونه برداری شده را با استفاده از مدل هویبرچتس به اعداد باینری تبدیل کردیم.

الف)



این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

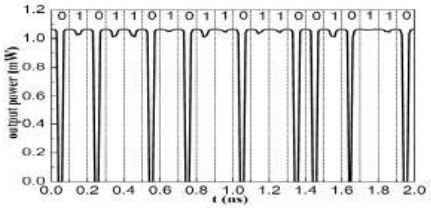
ب)



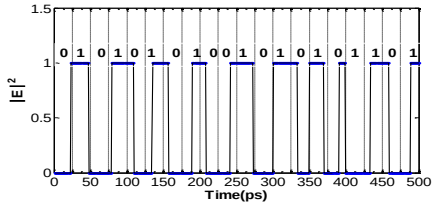
شکل ۳: خروجی لیزر آشوبناک با پهنای پالس فوق پهن الف) شدت بر حسب زمان ب) شدت بر حسب فرکانس. برای فاز پسخوراند π و شدت پسخوراند ۰.۰۴۵۵.

برای مقایسه درستی نتیجه بدست آمده، در شکل (۴) نتایج حاصل از شبیه سازی‌ها و حل عددی معادلات را (شکل ۴-ب) با نتایج مستخرج از عملکرد یک نمونه بردار نیمه رسانای مرسوم قفل مدی [5]، مقایسه می نماییم (شکل ۴-الف). همانطور که مشاهده می‌شود در شکل (۴-الف) مجموعا ۲۰ عدد در بازه زمانی ۲ نانو ثانیه تولید شده است. این در حالی است که همان تعداد عدد توسط لیزرهای کوانتوم آبشاری در حضور پسخوراند مزدوج فازی در بازه زمانی ۰,۵ نانو ثانیه تولید می‌گردد. این موضوع نشان دهنده بالاتر بودن سرعت تولید اعداد تصادفی در روش پیشنهادی این مقاله است.

الف



ب



شکل۴: مقایسه داده های های حاصل از کار ما با داده های حاصل از روش های رایج قبلی الف) داده های باینری حاصل از خروجی آشوبناک با نمونه برداری توسط لیزر مد قفل شده [5] ب) داده های باینری بدست آمده در این مطالعه.

۳- نتیجه‌گیری

در این کار نرخ تولید اعداد باینری در استفاده از خروجی‌های لیزر آبشار کوانتومی با پسخوراند نوری در دو وضعیت، تحت اثر پسخوراند متداول و تحث اثر پسخوراند مزدوج فازی مورد بررسی قرارگرفت. عمل نمونه‌برداری با استفاده از یک فرایند نمونه برداری تمام اپتیکی انجام می گیرد[8]. همچنین تبدیل پالس‌های خروجی به اعداد باینری با بهره‌گیری از یک مقایسه‌گر تمام اپتیکی برپایه روشن- خاموش[۲]که توسط هویبرچتس پیشنهاد شده – بود، صورت گرفت [6]. نتایج نشان داد که نوع پسخوراند اپتیکی مورد استفاده در عملکرد لیزر نیز دارای اهمیت می باشد (شکل ۱ و۲). در مقایسه پسخوراندهای اپتیکی در نظر گرفته شده در این مقاله، تاثیر پسخوراند مزدوج فازی نسبت به پسخوراند متداول در کاواک خارجی لیزر مطلوب تر می باشد. شبیه‌سازی‌ها نشان داد که لیزر آبشار کوانتومی تحث اثر پسخوراند مزدوج فازی می تواند موجب بالا رفتن نرخ بیت تولید کننده‌های تمام اپتیکی گردد و این لیزر ها جایگزین مناسبی برای لیزرهای دیودی معمول در فرآیند تولید اعداد تصادفی هستند.

مراجع

[1] J.D .Hart, et al; “Recommendations and illustrations for the evaluation of photonic random number generators” APL Photonics **9 (**2017) p. 090901.

[2] L. Zhang et al;”640-Gbit/s fast physical random number generation using a broadband chaotic semiconductor laser” Scientific Reports **8** (2017).

[3] J.Ohtsubo; “*Semiconductor lasers: stability, instability and chaos*”; Fourth ed. Vol. ۱۱۱ (۲۰۱۷).

[4] A.Uchida, et al.; “Fast physical random bit generation with chaotic semiconductor lasers” Nature Photonics**2** (2008).

[5] P.Li, C. Wang, and J.-Z. Zhang; “All-optical fast random number generator” Optics express **18** (2010).

[6] K. Huybrechts; “Numerical and experimental study of the switching times and energies of DFB-laser based All-optical flip-flops”, International Conference on Photonics in Switching, Pisa, Italy, (2009) 15–19.

[7] S R Taghizade; “Digital Signal Processing” (2000).

[8] S.Kumar and M.J. Deen; “Fiber optic communications: fundamentals and applications”; (2014).

[9] G.Friart et al; “Analytical stability boundaries for quantum cascade lasers subject to optical feedback. Physical Review E,93 (2016).

[۲] Flip-flop

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

چلاندگی اتم- لیزر سه‌ترازی و فوتون‌های میدان در حضور محیط کر در شرایط شفافیت القایی الکترومغناطیسی

ابراهیم، قاسمیان- محمد کاظم، توسلی

یزد- صفائیه- دانشگاه یزد- دانشکده فیزیک- گروه اتمی ملکولی

چکیده: در این مقاله خروجی یک لیزر اتمی متشکل از یک آنسامبل از اتم‌های سه‌ترازی در حالت چگالیده بوز-اینشتین (*BEC*) که با دو میدان لیزری کوانتومی و کلاسیکی در حضور یک محیط کر در حال برهم‌کنش است را مورد بررسی قرار می‌دهیم. در شرایط شفافیت القایی الکترومغناطیسی و با استفاده از فرآیند حذف آدیاباتیک، هامیلتونی سامانه را بر حسب عملگرهای تکانه زاویه‌ای بازنویسی کرده و سپس بردار حالت سامانه را با استفاده از مدل دیک به صورت تحلیلی به دست می‌آوریم. نتایج نشان می-دهند که برهم‌کنش‌های غیرخطی مانند برخوردهای میان‌اتمی و محیط کر منجر به اتم‌ها و فوتون‌های چلانده می‌شوند. در این راستا، میزان چلاندگی را می‌توان با تنظیم قدرت برخوردهای میان‌اتمی، پارامتر محیط کر و دیگر پارامترهای موجود در مدل در نظر گرفته شده کنترل کرد. هم‌چنین، پدیده فروافت-احیا به عنوان یک مشخصه کوانتومی محض در رفتار چلاندگی اتمی قابل مشاهده است.

کلمات کلیدی: اتم-لیزر، چگالیده بوز- اینشتین، چلاندگی اتمی و میدان، وارونی جمعیت اتمی.

Squeezing of three-level atom-laser and field photons in the presence of Kerr medium in the electromagnetically induced transparency regime

Ebrahim, Ghasemian; Mohammad Kazem, Tavassoly
Atomic and Molecular Group, Faculty of Physics, Yazd University

Abstract- In this paper we investigate the output of an atom-laser which consists of an ensemble of three-level atoms in Bose Einstein condensate (BEC) state interacting with two quantized and classical laser fields in the presence of a Kerr medium. Under electromagnetically induced transparency (EIT) regime and using the adiabatically elimination process, we represent the Hamiltonian of the system in terms of angular momentum operators and then derive its state vector explicitly with the help of the Dicke model. The results show that nonlinear interactions in the system, i.e. "interatom collisions" and "Kerr medium" lead to squeezed atoms and photons. In this respect, the squeezing values can be controlled by adjusting the strength of interatom collisions, Kerr parameter as well as other involved parameters in the considered model. Also, collapse-revival phenomenon as a pure quantum feature can be observed in the behavior of atomic squeezing.

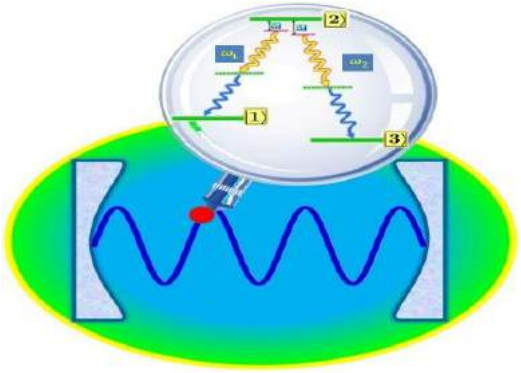
Keywords: Atom-laser, Bose-Einstein condensate, atomic population inversion, atomic and field squeezing.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

مقدمه

برهم‌کنش نور و ماده یکی از شاخه‌های اساسی پژوهش در زمینه ماده چگال و فیزیک اتمی است. امروزه وجود لیزرهای با توان بالا منجر به دستاوردهای جدیدی شده است. در زمینه اپتیک کوانتومی برهم‌کنش‌های غیرخطی میان اتم‌ها و میدان‌های کوانتومی منجر به ایجاد چلاندگی در این سامانه‌ها شده است که از آنها در مخابرات نوری و آشکارسازی امواج گرانشی استفاده می‌شود. اخیراً، ویژگی‌های آماری خروجی یک سامانه متشکل از اتم‌های دوترازی چگالیده و یک میدان کوانتومی تک‌مد مورد بررسی قرار گرفته است [۵-۱].

مدل و حل معادلات مربوطه: یک سامانه متشکل از اتم‌های سه‌ترازی در حالت چگالیده بوز-اینشتین (BEC) که با دو میدان کوانتومی و کلاسیکی در حال برهم‌کنش است را در نظر می‌گیریم (شکل ۱). در این سامانه، برهم‌کنش اتم- میدان و برخوردهای میان‌اتمی در یک محیط کر صورت می‌گیرد. هامیلتونی سامانه مورد نظر در تقریب موج چرخان به صورت زیر است [۶]:



شکل۱: سامانه متشکل از یک اتم سه‌ترازی که با دو میدان کوانتومی و کلاسیکی در حضور یک محیط کر برهم‌کنش می‌کند.

$$H=\omega_1 a^{+}a+\sum_{i=1}^{3}\nu_i b_i^{+}b_i - \left(g_1 b_2^{+}b_1 a+g_2 b_2^{+}b_3 e^{-i\omega_2 t}+H.c\right) + \sum_{i=1}^{3}\lambda_i {b_i^{+}}^2 {b_i}^2+\sum_{i=1}^{3}\lambda_{ij}b_i^{+}b_i b_j^{+}b_j+\chi {a^{+}}^2 a^2, \quad (۱)$$

که در آن a (a^{+}) و b_i (b_i^{+}) به ترتیب عملگرهای آفرینش (نابودی) میدان و اتم در ترازهای اتمی مربوطه هستند. جمله‌های اول و دوم رابطه (۱)، به ترتیب هامیلتونی‌های آزاد میدان کوانتیده تک‌مد و اتم‌ها در ترازهای مربوطه را معرفی می‌کند. جمله سوم، برهم‌کنش اتم‌های سه‌ترازی با دو میدان کوانتومی و کلاسیکی را مشخص می‌کند که ω_2 و ω_1 به ترتیب بسامدهای میدان کوانتومی و کلاسیکی هستند. برخوردهای میان-اتمی در این سامانه با جملات چهارم و پنجم مشخص می‌شود که λ قدرت جفت‌شدگی اتم‌ها حین برخورد را نشان می‌دهد و جمله آخر، هامیلتونی محیط کر را با ثابت χ توصیف می‌کند. هامیلتونی سامانه را می‌توان در تصویر برهم‌کنش به صورت زیر بازنویسی کرد:

$$H_{\text{int}}=(\Delta_2-\Delta_1)b_3^{+}b_3+\Delta_1 b_2^{+}b_2 + \nu_1\sum_{i=1}^{3}b_i^{+}b_i-\left(g_1 b_2^{+}b_1 a+g_2 b_2^{+}b_3+H.c\right) + \sum_{i=1}^{3}\lambda_i {b_i^{+}}^2 {b_i}^2+\sum_{i=1}^{3}\lambda_{ij}b_i^{+}b_i b_j^{+}b_j+\chi {a^{+}}^2 a^2, \quad (۲)$$

که $\Delta_1=\nu_2-\nu_1-\omega_1$ و $\Delta_2=\nu_2-\nu_3-\omega_2$ نامیزانی باریکه‌های لیزری با اتم‌ها هستند. در شرایط شفافیت القایی الکترومغناطیسی (EIT) ایده‌آل سامانه در حالت تشدید دوفوتونی است $(\Delta_2=\Delta_1=\Delta)$. به کمک حذف بی‌دررو می‌توان هامیلتونی (۲) را در شرایط EIT به صورت زیر نوشت:

$$H_{EIT}=2\Omega_1 b_1^{+}b_1+\Omega_3 b_3^{+}b_3 - \left(g' b_3^{+}b_1 a+g'^{*}b_1^{+}b_3 a^{+}+H.c\right) + \lambda_1 {b_1^{+}}^2 {b_1}^2+\Omega_1 b_1^{+}b_1 a^{+}a+\chi {a^{+}}^2 a^2, \quad (۳)$$

که در آن

$$\Omega_1=-\frac{|g_1|^2}{\Delta},\quad \Omega_3=-\frac{|g_2|^2}{\Delta},\quad g'=-\frac{g_1 g_2^{*}}{\Delta}.$$

اکنون با استفاده از عملگرهای تکانه زاویه‌ای زیر:

$$J_{+}=b_1^{+}b_3,\quad J_{-}=b_1 b_3^{+},\quad J_z=\frac{1}{2}(b_3^{+}b_3-b_1^{+}b_1),\ N=b_3^{+}b_3+b_1^{+}b_1. \quad (۴)$$

می‌توان هامیلتونی (۳) را به صورت زیر بازنویسی کرد:

$$H_F=(\frac{1}{2}\Omega_3-\Omega_1)J_z-\frac{1}{2}\Omega_1 a^{+}aJ_z + (g' J_{+}a+g'^{*}J_{-}a^{+}) + \frac{\lambda}{4}({J_z}^2-2NJ_z+2J_z)+\chi {a^{+}}^2 a^2. \quad (۵)$$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

حال بردار حالت سامانه را با استفاده از برهم‌نهی حالت‌های اختلاف عددی $\sum_{N_1}|N_1,N-N_1\rangle$، $N_1+N_2=N$ و هم‌چنین کت‌های حالت عملگرهای تکانه زاویه‌ای به صورت زیر در نظر می‌گیریم:

$$|\Phi(t)\rangle=\sum_n C_{a,n}(t)|a,n\rangle+C_{b,n+1}(t)|b,n+1\rangle, \quad (۶)$$
$$|a\rangle=|j,m+1\rangle,\ \ |b\rangle=|j,m\rangle,\ \ j=\frac{N}{2},\ \ m=-\frac{N}{2}.$$

در اینجا $|a,n\rangle$ توصیف کننده حالتی است که اتم در حالت برانگیخته و n فوتون در میدان حضور دارد و $|b,n+1\rangle$ نشان دهنده حالتی است که اتم در حالت پایه و $n+1$ فوتون در میدان است. به کمک معادله شرودینگر وابسته به زمان:

$$i\frac{\partial}{\partial t}|\Phi(t)\rangle=H_F|\Phi(t)\rangle,$$

دو معادله دیفرانسیل مربوط به دامنه‌های احتمال در (۶) به صورت زیر به دست می‌آیند:

$$\dot{C}_{a,n}=-iAC_{a,n}-iKC_{b,n+1}, \quad (۷)$$
$$\dot{C}_{b,n+1}=-iBC_{b,n+1}-iKC_{a,n},$$

با حل این دستگاه معادلات جفت‌شده، ضرایب بسط بدین ترتیب به دست می‌آیند:

$$C_{a,n}=[(\cos(\frac{\Omega t}{2})-\frac{i\delta}{\Omega}\sin\left(\frac{\Omega t}{2}\right))C_{a,n}(0)$$
$$-\frac{2iK}{\Omega}\sin\left(\frac{\Omega t}{2}\right)C_{b,n+1}(0)]\exp(\frac{i\delta t}{2}), \quad (۸)$$
$$C_{b,n+1}=[(\cos(\frac{\Omega t}{2})+\frac{i\delta}{\Omega}\sin\left(\frac{\Omega t}{2}\right))C_{b,n+1}(0)$$
$$-\frac{2iK}{\Omega}\sin\left(\frac{\Omega t}{2}\right)C_{a,n}(0)]\exp(-\frac{i\delta t}{2}),$$

که در آن از پارامترهای تعریف شده زیر استفاده شده است:

$$A=\left(\frac{1}{2}\Omega_3-\Omega_1\right)(m+1)+\frac{1}{2}\Omega_1 n(m+1)$$
$$+\frac{\lambda}{4}\left(2(m+1)^2-2(N-1)(m+1)\right)+\chi\left(n^2-n\right), \quad (۹)$$
$$B=\left(\frac{1}{2}\Omega_3-\Omega_1\right)m+\frac{1}{2}\Omega_1 m(n+1),$$
$$+\frac{\lambda}{4}\left(2m^2-2(N-1)m\right)+\chi\left((n+1)^2-(n+1)\right),$$
$$K=g'\sqrt{(n+1)\left(j(j+1)-m(m+1)\right)},$$
$$\Omega=\sqrt{\delta^2+4K^2},$$
$$\delta=A-B.$$

حال که به بردار حالت سامانه به طور صریح دست یافتیم، می‌توان کمیت‌های فیزیکی مورد علاقه را محاسبه و بررسی کرد.

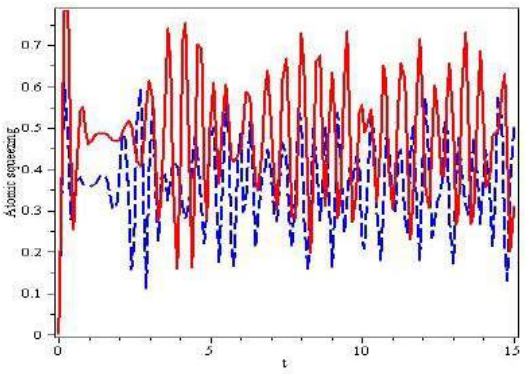
چلاندگی اتمی: به منظور بررسی آمار کوانتومی اتم‌ها در این سامانه، چلاندگی اتم‌ها را محاسبه می‌کنیم. در سامانه‌های متشکل از تعداد زیادی از اتم‌ها، چلاندگی اتمی بر حسب عملگر تکانه زاویه‌ای به صورت زیر تعریف می‌شود [۷]:

$$\eta=\frac{2j\langle\Delta J_z{}^2\rangle}{j^2-\langle J_z\rangle^2}. \quad (۱۰)$$

اگر $\eta<1$ باشد، حالت اتمی سامانه مورد نظر چلانده است. به منظور انجام محاسبات عددی کمیت مورد نظر، اتم‌ها را در حالت برانگیخته و میدان را به صورت همدوس لحاظ می‌کنیم:

$$|\Phi(0)\rangle=|a,\alpha\rangle=|a\rangle\otimes|\alpha\rangle,$$
$$|\alpha\rangle=e^{-\frac{|\alpha|^2}{2}}\sum_{n=0}^{\infty}\frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}}|n\rangle,\qquad \bar{n}=|\alpha|^2. \quad (۱۱)$$

شکل ۲ اثر محیط کر بر چلاندگی اتمی در حالت غیرتشدید را نشان می‌دهد.

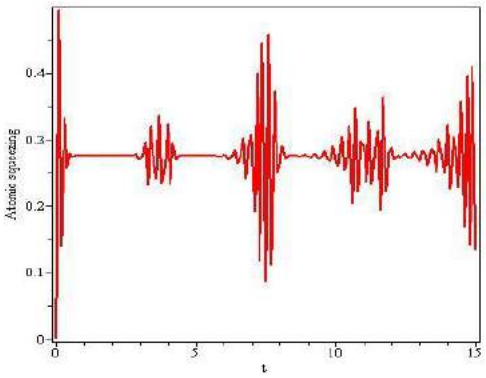


شکل۲: وابستگی زمانی چلانگی اتمی به ازای مقادیر $N=10,\bar{n}=2.5,g'=\lambda=1$ در حالت غیرتشدید در حضور محیط کر (خط چین) و در غیاب آن (خط پیوسته).

همان‌طور که ملاحظه می‌شود حضور محیط کر در برهم‌کنش سبب کاهش مقدار چلاندگی اتمی می‌شود که به معنای چلاندگی بیشتر اتم‌های موجود در سامانه است. با شکل ۳ به ازای مقادیر مشابه با شکل ۲ رسم شده ولی شدت میدان اولیه در آن از $\bar{n}=2.5$ به $\bar{n}=12.5$ افزایش یافته و منجر به مشاهده این پدیده کاملاً کوانتومی شده است. با افزایش شدت میدان اولیه رفتار چلاندگی اتمی از

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

حالت نوسانی خارج شده و پدیده فروافت-احیا ظاهر می‌شود.



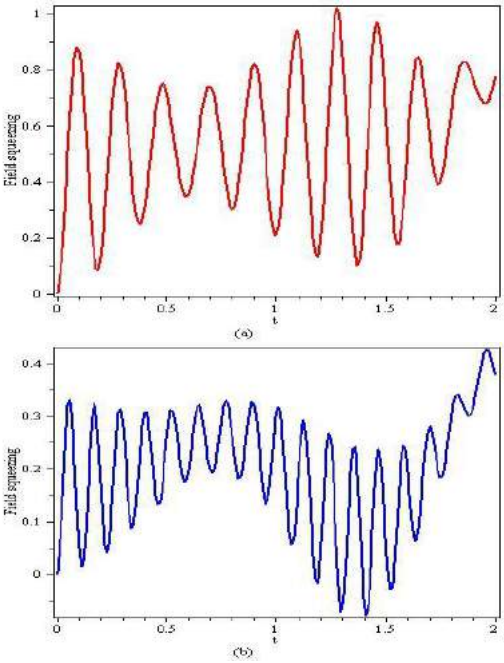
شکل۳: وابستگی زمانی چلانگی اتمی به ازای مقادیر $N=10, \bar{n}=2.5, g=\chi=\lambda=1$ در حالت غیرتشدید.

چلاندگی میدان: به منظور استخراج ویژگی‌های غیرکلاسیکی فوتون‌های میدان کوانتومی، چلاندگی آنها را مورد بررسی قرار می‌دهیم. چلاندگی کوادراتورهای میدان:

$$X_1 = a + a^+, \quad X_2 = (a - a^+)/i,$$

به صورت زیر تعریف می‌شود [۸]:

$$S_1 = 2\langle a^+ a\rangle + 2\langle a\rangle^2 - 4\left(\mathrm{Re}\langle a\rangle\right)^2,$$
$$S_2 = 2\langle a^+ a\rangle - 2\langle a\rangle^2 - 4\left(\mathrm{Im}\langle a\rangle\right)^2, \quad (۱۳)$$
$$S_i < 0, \quad i = 1,2.$$



شکل۴: تحول زمانی چلاندگی میدان در غیاب برخوردهای میان‌اتمی (a) و در حضور آنها (b). مقادیر منفی پارامتر S_1 میدان نشان دهنده چلاندگی میدان در X_1 است.

اثر برخوردهای میان‌اتمی بر تحول زمانی چلاندگی میدان در شکل ۴ رسم شده است. همان‌طور که مشاهده می‌شود در غیاب این برخوردها ($\lambda = 0$) میدان چلانده نیست زیرا مقدار کوادراتور میدان همواره مثبت است اما با در نظر گرفتن برخوردهای میان‌اتمی فوتون‌های میدان چلانده می‌شوند.

نتیجه‌گیری: با استفاده از مدل دیک و رهیافت دامنه احتمال، آمار کوانتومی خروجی یک لیزر اتمی سه‌ترازی را در حضور یک محیط کر مورد ارزیابی قرار دادیم. نتایج نشان داد که برهم‌کنش‌های غیرخطی مانند محیط کر و برخوردهای میان‌اتمی در نظر گرفته شده در این مدل سبب ایجاد چلاندگی در خروجی لیزر اتمی می‌شود. هم‌چنین، میزان چلاندگی اتم‌ها و فوتون‌ها میدان را می‌توان با تغییر پارامترهای موجود در مدل در نظر گرفته شده مانند ثابت جفت‌شدگی میان‌اتمی و قدرت برهم‌کنش محیط کر کنترل کرد. رفتار چلاندگی اتمی به ازای شدت پایین میدان اولیه به صورت نوسانی است و با افزایش شدت میدان، پدیده فروافت-احیا در رفتار چلاندگی اتمی قابل مشاهده است. به علاوه، پدیده فروافت-احیا که یک پدیده کوانتومی محض محسوب می‌شود را می‌توان در رفتار چلاندگی اتمی مشاهده کرد. هم‌چنین، اثر محیط کر بر چلاندگی میدان و تاثیر برخوردهای میان‌اتمی بر چلاندگی اتمی نیز نشان‌دهنده افزایش میزان چلاندگی در خروجی لیزر اتمی است که نتایج عددی آن در این مقاله (به علت محدودیت جا) ارائه نشده است.

مراجع

[1] D. F. Walls, Nature **306** 141 (1983).
[2] R. London and P. L. Knight, J. Mod. Opt. **34** 709 (1987).
[3] B. Yurke, Phys. Rev. A **29** 408 (1984).
[4] E. Ghasemian, M. K. Tavassoly, Phys. Lett. A, **380** 3262 (2016).
[5] E. Ghasemian, M. K. Tavassoly, Laser Phys. 27 095202 (2017).
[6] L. M. Kuang, L. Zhou, Phys. Rev. A **68** 043606 (2003).
[7] H. Pu, G. Moore and P. Meystre "Selected paper of the first International Meeting in Quantum Optics Held in Santiago", Chile, 1316 August (2000).
[8] O. Marian, M. Scully and S. Zubairy, Quantum Optics, *Cambridge University Press*, (1997).

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

تولید حالت‌های درهم‌تنیده در یک چگالیده بوز- اینشتین دومدی با در نظر گرفتن برخوردهای میان‌اتمی

ابراهیم، قاسمیان- محمد کاظم، توسلی

یزد- صفائیه- دانشگاه یزد- دانشکده فیزیک- گروه اتمی ملکولی

چکیده – در این مقاله رده‌های جدیدی از حالت‌های درهم‌تنیده متناظر با یک چگالیده بوز- اینشتین دومدی را با لحاظ کردن برخوردهای کشسان دو و سه‌جسمی و هم‌چنین، برخوردهای تبادلی بین مدی تولید می‌کنیم. پس از معرفی ساختار کلی حالت وابسته به زمان سامانه، حالت‌های درهم‌تنیده مختلفی تولید می‌شوند. با توجه به قدرت تونل‌زنی اتم‌ها، حالت‌های در هم‌تنیده به صورت دو، سه و چهارجزئی تولید می‌شوند. نشان خواهیم داد که برخوردهای سه‌جسمی اثر چشم‌گیری بر تولید حالت‌های درهم‌تنیده دارد. با وجود این در برخی شرایط ویژه، حالت به دست آمده درهم‌تنیده نیست. درجه درهم‌تنیدگی برای حالت‌های درهم‌تنیده دوجزئی را می‌توان با کنترل تعداد اتم‌ها در چگالیده تنظیم کرد، به طوری‌که با افزایش تعداد اتم‌های موجود در سامانه دومدی، پارامتر تلاقی مربوط به این حالت‌ها به مقدار بیشینه خود نزدیک می‌شود.

کلید واژه- برخوردهای میان‌اتمی، حالت درهم‌تنیده، جفت‌شدگی تونلی، چگالیده بوز- اینشتین دومدی .

The generation of entangled states in a two-mode Bose-Einstein condensate under the influence of interatom collisions

Ebrahim, Ghasemian; Mohammad Kazem, Tavassoly
Atomic and Molecular Group, Faculty of Physics, Yazd University

Abstract- In this paper we generate some new classes of entangled states of a two-mode Bose-Einstein condensate (BEC) in the presence of two- and three-body elastic as well as mode-exchange collisions. After introducing the general form of the time evolved state, various classes of entangled states are generated. Depending on the tunneling strength constants, two-, three- and four-partite entangled states are generated. Considering three-particle collision dramatically changes the generated entangled states. Moreover, in particular cases, the resulted states are non-entangled. The degree of entanglement for two-partite entangled states can be tuned via the number of BEC atoms i.e., the corresponding concurrence tends to its maximum value by increasing the number of atoms in the system.

Keywords: Two-mode Bose-Einstein condensate, entangled state, interatom collisions, tunnel-coupled.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

مقدمه: امروزه درهم‌تنیدگی به عنوان یک منبع فیزیکی پایه در قلب مطالعات مربوط به پردازش اطلاعات کوانتومی و مخابرات کوانتومی قرار دارد. این پدیده یک ابزار اساسی در نظریه اندازه‌گیری کوانتومی محسوب می‌شود، به طوری‌که وقتی دو سامانه با یک حالت درهم‌تنیده معرفی می‌شود هر سامانه به عنوان یک ابزار اندازه‌گیری برای سامانه دیگر محسوب می‌شود [۱]. به منظور دست‌یابی به شناخت جنبه‌های جدیدی از سامانه‌های چندجسمی، حالت‌های درهم‌تنیده در سامانه‌های چگالیده به طور گسترده‌ای مورد مطالعه قرار گرفته‌اند [۳-۲]. هدف از انجام این پژوهش بررسی اثر برخوردهای میان‌اتمی در یک سامانه متشکل از دو چگالیده بوز-اینشتین است که از طریق جفت‌شدگی تونلی با یکدیگر برهم-کنش می‌کنند.

هامیلتونی سامانه: یک سامانه متشکل از یک چگالیده بوز-اینشتین اتمی دومدی را در نظر می‌گیریم. با توجه به وجود تعداد زیادی از اتم‌ها در چنین سامانه‌هایی، برخوردهای میان‌اتمی دارای اهمیت زیادی است به گونه-ای که ویژگی‌های فیزیکی آنها را تحت تاثیر خود قرار می‌دهند. هامیلتونی سامانه مورد نظر به صورت زیر است [۴]:

$$H = A_1(a^+a - b^+b) + A_2(a^+a - b^+b)^2 + A_3(a^+a - b^+b)^3 \quad (۱)$$

که a (a^+) و b (b^+) عملگرهای آفرینش (نابودی) مربوط به هر یک از مدهای سامانه هستند. هم‌چنین، A_i ($i=1,2,3$) ضریب جفت‌شدگی تونلی مرتبه iام در سامانه را معرفی می‌کند که در واقع بیانگر برخوردهای میان‌اتمی تا مرتبه سوم هستند. هامیلتونی توصیف کننده جزئیات دقیق برخوردهای میان‌اتمی در این سامانه بسیار پیچیده است، اما خوشبختانه با استفاده از یک عملگر انتقال دومدی به شکل ساده شده بالا معرفی می‌شود [۵]. هامیلتونی (۱) در فضای فوک دومدی قطری است، بنابراین داریم:

$$|n,m\rangle = \frac{a^{+n}b^{+m}}{\sqrt{n!m!}}|0,0\rangle, \quad (۲)$$

و طیف انرژی آن با رابطه زیر داده می‌شود:

$$E = A_1(n-m) + A_2(n-m)^2 + A_3(n-m)^3 \quad (۳)$$

که n و m دو عدد صحیح نامنفی هستند.

درهم‌تنیدگی دومدی: به منظور تولید حالت‌های اتمی درهم‌تنیده گوناگون حالت اولیه سامانه در $t=0$ را به صورت حاصل‌ضرب دو حالت همدوس ($|\varphi(0)\rangle = |\alpha\rangle \otimes |\beta\rangle$) در نظر می‌گیریم. بنابراین حالت سامانه در زمان t به صورت زیر حاصل می‌شود:

$$|\varphi(t)\rangle = e^{-(|\alpha|^2+|\beta|^2)} \sum_{n=1}^{N}\sum_{m=1}^{N} e^{-it\Theta(n,m)} \frac{a^{+n}b^{+m}}{\sqrt{n!m!}}|n,m\rangle, \quad (۴)$$

که در آن:

$$\Theta(n,m) = A_1(n-m) + A_2(n-m)^2 + A_3(n-m)^3.$$

رابطه (۴) یک حالت همدوس تعمیم یافته را معرفی می-کند که از حالت همدوس گلابر معمولی، به دلیل وجود عامل فازی $\Theta(n,m)$، متمایز است. هم‌چنین، این رابطه دارای دوره تناوب 2π است. این رفتار تناوبی یک مشخصه اساسی برای این سامانه محسوب می‌شود و ویژگی‌های آن را به طور قابل توجهی تحت تاثیر خود قرار می‌دهد. فرض می‌کنیم که زمان، مقادیر $t = \frac{M}{N}2\pi$ را اختیار کندکه M و N دو عدد صحیح و نسبت به هم اول باشند. بنابراین داریم:

$$e^{-it\Theta(n,m)} = e^{-it\Theta(n+N,m+N)}, \quad (۵)$$

که نشان می‌دهد تابع نمایی نسبت به m و n با دوره تناوب مشابه N متناوب است. بنابراین بردار حالت سامانه را می‌توان به صورت یک برهم‌نهی گسسته از حاصل‌ضرب دو حالت همدوس به صورت زیر نوشت:

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

$$\left|\varphi(t=\frac{M}{N}2\pi)\right\rangle=\sum_{r,s=1}^{N}c_{rs}\left|\alpha e^{i\phi_r},\beta e^{\phi_s}\right\rangle, \quad (۶)$$
$$\phi_r=\frac{2\pi}{N}r,\quad \phi_s=\frac{2\pi}{N}s.$$

پس از کمی محاسبات، با استفاده از روابط (۴) و (۶) می‌توان ضرایب c_{rs} را به صورت زیر به دست آورد:

$$c_{rs}=\frac{1}{N^2}\sum_{n=m=1}^{N}e^{-\frac{2\pi i}{N}(nr+ms-M\Theta(n,m))}. \quad (۷)$$

درجه درهم‌تنیدگی (پارامتر تلاقی): به منظور محاسبه میزان درهم‌تنیدگی حالت‌های دوجزئی، یک حالت کلی را به صورت زیر در نظر می‌گیریم:

$$\psi=\frac{1}{Mn}(\mu|\eta\rangle\otimes|\gamma\rangle+\nu|\zeta\rangle\otimes|\delta\rangle), \quad (۸)$$

که $|\eta\rangle$ و $|\zeta\rangle$ $\left(|\gamma\rangle,|\delta\rangle\right)$ حالت‌های تک‌مدی مستقل خطی مربوط به زیرسامانه اول (دوم) سامانه کل هستند و ضریب بهنجارش M_n به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$Mn=|\mu|^2+|\nu|^2+2\,\mathrm{Re}(\mu^*\nu p_1 p_2{}^*),$$
$$p_1=\langle\eta\,|\,\zeta\rangle,\quad p_2=\langle\delta\,|\,\gamma\rangle. \quad (۹)$$

پارامتر تلاقی برای چنین حالت‌هایی نیز از رابطه زیر به دست می‌آید [۶]:

$$C=\frac{2|\mu||\nu|}{Mn^2}\sqrt{(1-|p_1|)^2(1-|p_2|)^2}. \quad (۱۰)$$

تولید حالت‌های درهم‌تنیده: رابطه (۶) به وضوح بیانگر این است که می‌توان حالت‌های درهم‌تنیده مختلفی را برای یک سامانه دومدی تولید کرد که مولفه‌های آن از حاصل‌ضرب دو حالت همدوس تشکیل می‌شوند. اکنون با استفاده از این رابطه و در نظر گرفتن برخوردهای میان‌اتمی مختلف رده‌های گوناگونی از حالت‌های درهم‌تنیده را تولید می‌کنیم.

الف) اگر برخوردهای میان‌اتمی تا مرتبه دوم در نظر گرفته شود ($A_3=0$): فرض می‌کنیم که ضرایب تونل‌زنی مرتبه اول و دوم به ترتیب $A_1=100$ و $A_2=1$ باشند. به ازای مقادیر $N=4$ و $M=1$، ضرایب c_{rs} غیرصفر به صورت زیر به دست می‌آیند:

$$c_{2,2}=\frac{1}{2}(1-i),\quad c_{2,4}=\frac{1}{2}(1+i), \quad (۱۱)$$

و حالت درهم‌تنیده به دست آمده در این شرایط به صورت زیر است:

$$\left|\varphi(t=\frac{\pi}{2})\right\rangle=\frac{1}{2}[(1+i)|-\alpha,\beta\rangle + (1-i)|-\alpha,-\beta\rangle]. \quad (۱۲)$$

این یک حالت درهم‌تنیده دوجزئی است که پارامتر تلاقی مربوط به آن از رابطه زیر به دست می‌آید:

$$C=\frac{\sqrt{(1-e^{-4|\alpha|^2})(1-e^{-4|\beta|^2})}}{1+e^{-2(|\alpha|^2+|\beta|^2)}}. \quad (۱۳)$$

از این رابطه به وضوح می توان دریافت که با افزایش تعداد اتم‌های اولیه در سامانه، پارامتر تلاقی به مقدار بیشینه خود ($C=1$) میل می‌کند. اگر حالتی را در نظر بگیریم که تمامی شرایط آن مثل مورد قبل باشد و تنها ضریب تونل‌زنی مرتبه دوم را $A_2=10$ در نظر بگیریم، حالت به دست آمده کاملاً جداپذیر است:

$$\left|\varphi(t=\frac{\pi}{2})\right\rangle=|-\alpha,-\beta\rangle. \quad (۱۴)$$

بنابراین، به وضوح دیده می‌شود که نوع برخوردهای میان‌اتمی و میزان جفت‌شدگی بین اتم‌ها در تولید حالت‌های درهم‌تنیده بسیار حائز اهمیت هستند. اکنون موردی را نظر می‌گیریم که در آن $N=3$ و $m=1$ و ضرایب تونلی‌زنی $A_1=100$ و $A_2=1$ هستند. حالت درهم‌تنیده متناظری به صورت زیر حاصل می‌شود:

$$\left|\varphi(t=\frac{2\pi}{3})\right\rangle=\frac{i\sqrt{3}}{3}\left|\alpha^{'},\beta^{'}\right\rangle + \frac{1}{2}\left(1-\frac{i\sqrt{3}}{3}\right)[|\alpha,\beta\rangle+\left|\alpha^{''},\beta^{''}\right\rangle], \quad (۱۵)$$

که در آن:

$$\alpha^{'}=\alpha e^{\frac{2\pi i}{3}},\quad \beta^{'}=\beta e^{\frac{4\pi i}{3}},$$
$$\alpha^{''}=\alpha e^{\frac{4\pi i}{3}},\quad \beta^{''}=\beta e^{\frac{2\pi i}{3}},$$

حالت بالا در واقع یک حالت درهم‌تنیده سه‌جزئی است.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

ب) اگر برخوردهای میان‌اتمی تا مرتبه سوم در نظر گرفته شوند: برای تولید حالت‌ها درهم‌تنیده در حضور تمامی فرآیندهای برخوردی تا مرتبه سوم و هم‌چنین به منظور تسهیل مقایسه آنها در غیاب برخوردهای مرتبه سوم، شرایط را مانند قبل در نظر می‌گیریم. به ازای مقادیر $N=4$ و $M=1$ و با در نظر گرفتن ضرایب تونل‌زنی مرتبه اول تا سوم به ترتیب $A_1=100$ و $A_2=1$ و $A_3=1$، حالت درهم‌تنیده ایجاد شده به صورت زیر است:

$$\left|\varphi(t=\frac{\pi}{2})\right\rangle=\frac{1}{2}[\left|\alpha,\beta\right\rangle+\left|-\alpha,-\beta\right\rangle] + \frac{i}{2}[\left|i\alpha,-i\beta\right\rangle+\left|-i\alpha,i\beta\right\rangle], \quad (۱۶)$$

که یک حالت درهم‌تنیده چهارجزئی محسوب می‌شود. از مقایسه روابط (۱۲) و (۱۶) می‌توان دریافت که اثر برخوردهای سه‌جسمی بر تولید حالت‌های درهم‌تنیده بسیار قابل توجه است. در غیاب برخوردهای سه‌جسمی حالت درهم‌تنیده به دست آمده یک حالت دوجزئی است (۱۳) ولی در حضور برخوردهای سه‌جسمی حالت به دست آمده چهارجزئی (۱۷) است.

اکنون حالت درهم‌تنیده را به ازای $N=3$ و $M=1$ و با در نظر گرفتن تمامی فرآیندهای برخوردی با ضرایب $A_1=100$ و $A_2=1$ و $A_3=1$ به دست می‌آوریم که به یک حالت درهم‌تنیده سه‌جزئی منتهی می‌شود:

$$\left|\varphi(t=\frac{2\pi}{3})\right\rangle=\frac{i\sqrt{3}}{3}\left|\alpha',\beta'\right\rangle + \frac{1}{2}\left(1-\frac{i\sqrt{3}}{3}\right)[\left|\alpha,\beta\right\rangle+\left|\alpha'',\beta''\right\rangle], \quad (۱۷)$$

که در آن:

$$\alpha'=\alpha e^{\frac{4\pi i}{3}},\quad \beta'=\beta e^{\frac{2\pi i}{3}},$$
$$\alpha''=\alpha e^{\frac{2\pi i}{3}},\quad \beta''=\beta e^{\frac{4\pi i}{3}}.$$

در اینجا باید به این نکته اشاره کرد که در محدوده مجاز (محدوده پایداری) استفاده از تقریب دومدی هیچگونه محدودیتی روی تعداد اتم‌های موجود در سامانه برای تولید حالت‌های درهم‌تنیده وجود ندارد [۷]. تولید حالت‌های درهم‌تنیده دو، سه و چهارجزئی در سامانه‌های شامل تعداد زیادی از ذرات دارای اهمیت ویژه‌ای است که در فرآیندهای محاسبات کوانتومی پایه و مخابرات کوانتومی از آنها استفاده می‌شود.

نتیجه‌گیری: در این مقاله دسته‌هایی از حالت‌های درهم‌تنیده اتمی در حضور تمامی برخوردهای میان‌اتمی در یک سامانه شامل یک چگالیده دومدی با استفاده از مدل بوز-هابارد دومدی تولید شدند. حالت‌های تولید شده دو، سه و چهارجزئی هستند که نسبت به تغییر اندازه ضریب تونل‌زنی بسیار حساس هستند ولی در عین حال، در برخی شرایط خاص، حالت به وجود آمده درهم‌تنیده نیست. محاسبه میزان درهم‌تنیدگی بر مبنای پارامتر تلاقی نشان داد که هر چه تعداد اتم‌های موجود در سامانه بیشتر باشد میزان درهم‌تنیدگی بین حالت‌های دوجزئی در سامانه مورد نظر بیشتر است و در نهایت به مقدار بیشینه خود میل می‌کند. دسته‌های جالب توجه دیگری از حالت‌های درهم‌تنیده را نیز می‌توان با استفاده از تغییر پارامترهای موجود در این مدل تولید کرد که در این مقاله به علت محدودیت جا ارائه نشده است.

مراجع

[1] C. H. Bennett, D. P. DiVincenzo, J. A. Smolin and W. K. Wootters, Phys. Rev. A **54** 3824 (1996).

[2] J. M. Raimond, M. Brune, and S. Haroche, Rev. Mod. Phys **73** 565 (2001).

[3] E. Ghasemian and M. K. Tavassoly, Phys. Lett. A **380** 3262 (2016).

[4] C. Sabin, P. Barberis-Blostein, C. Hernandez, R. B. Mann and I. Fuentes, J. Math. Phys. **56** 112102 (2015).

[5] L. M. Kuang and L. Zhou , Phys. Rev. A **68** 043606 (2003).

[6] A. Mann, B. C. Sanders and W.J. Munro, Phys. Rev. A **51** 989 (1995).

[7] L. Sanz, M. H. Y. Moussa, K. Furuya, Annals of Physics **321** 1206 (2006).

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

مشاهده تجربی پدیده شفافیت القایی پلاسمونی (PIT) در ساختار سه لایه فلز-دی‌الکتریک-فلز (MIM)

آمنه رضاییان، دکتر محمود حسینی فرزاد

دانشگاه شیراز-دانشکده علوم-بخش فیزیک

چکیده - در این مقاله بطور تجربی پدیده شفافیت القایی پلاسمونی (PIT) در یک نانوساختار فلز-دی‌الکتریک-فلز (Ag-Al_2 O_3-Ag) بر پایه روش تضعیف بازتاب کلی مشاهده خواهیم کرد. در این پدیده انرژی گرفته شده از پرتو فرودی که صرف تحریک پلاسمون پلاریتون-های سطحی (SPPs) روی نانو لایه فلزی می‌شود توسط یک مکانیزم فیزیکی که قابلیت جفت‌شدگی با SPP دارد، به نور فرودی بازگردانده می‌شود. در عمل می‌بایست فرورفتگی مورد انتظار در منحنی بازتاب از ساختار سه لایه بر حسب زاویه ورودی تبدیل به برآمدگی در زاویه مینیمم بازتابش شود. برای این کار، ابتدا پدیده PIT را بوسیله نرم‌افزار کامسول برای نانو ساختار Ag-Al_2 O_3-Ag شبیه‌سازی کرده و ضخامت بهینه لایه‌ها که این پدیده برای آن‌ها اتفاق می‌افتد را بدست می‌آوریم. سپس این سه لایه با ضخامت‌های بهینه را روی منشور از جنس شیشه پلکسی با ضریب شکست ۱/۴۸۸ لایه‌نشانی می‌کنیم. با برپایی یک چیدمان آزمایشگاهی، منحنی بازتاب از لایه‌ها بر حسب زاویه ورودی برای لیزر هلیم-نئون با طول موج ۶۳۲/۸ نانومتر و قطبش TM اندازه گیری می‌کنیم. نتایج این اندازه‌گیری، پیش-بینی‌های برآمده از شبیه‌سازی را تأیید می‌کند.

کلید واژه- پدیده شفافیت القایی پلاسمونی (PIT)، روش تضعیف بازتاب کلی، ساختار فلز-دی‌الکتریک-فلز

Experimental observation of Plasmonic-Induced-Transparency (PIT) in Metal-Insulator-Metal (MIM) for a three-layer structure

Amene Rezaeian, Mahmood Hosseini Farzad (PH.D)

Shiraz University-College of Science-Department of Physics

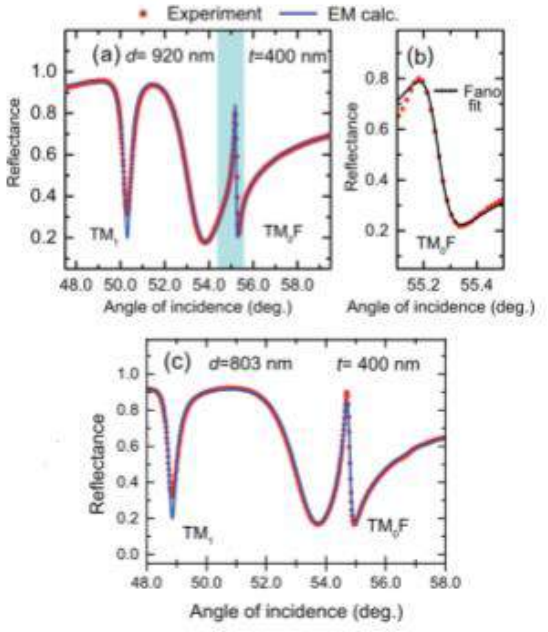
Abstract- In this paper we experimentally demonstrate a Plasmonic-Induced-Transparency (PIT) in a metal-insulator-metal (Ag-Al_2O_3-Ag) nanostructure based on the attenuated total reflection (ATR) method. In this phenomenon, the taken energy from incident light which is used to excite surface plasmon polaritons (SPPs) on metallic nonolayer, returned to the incident light by a physical mechanism that has ability to coupled the SPPs. In practice, the expected dip in the reflectivity curve with respect to angle of incident light from three layers structure should be transformed to a peak in the angle of minimum reflectivity. For this work, at first; we simulate Plasmonic-Induced-Transparency (PIT) for Ag-Al_2O_3-Ag nanostructure by comsol software and obtain the optimal thickness of the layers that this phenomenon occurs for them. Then, we deposit these three layers with optimal thicknesses on a plexi glass prism with refractive index 1.488. By a laboratory setup, we measure the reflectivity curve from layers with respect to incident angle by a He-Ne laser with wavelength 632.8nm and TM polarization. Results of this measurement confirm the prediction of the simulation.

Keywords: Plasmonic-Induced-Transparency (PIT), Attenuated Total Reflection (ATR) method, Metal-Insulator-Metal (MIM) structure.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

نوسان‌های دسته جمعی الکترون‌های آزاد در سطح فلز بوسیله امواج الکترومغناطیسی، پلاسمون سطحی (SP)[۱] نامیده می‌شود[۱]. پلاسمون‌های سطحی در مرز مشترک فلز-دی‌الکتریک بوجود آمده و در امتداد مرز بصورت نمایی میرا می‌شوند. شرط ایجاد پلاسمون‌های سطحی این است که بردار موج نور ورودی با بردار موج نوسان الکترون‌های سطحی یکسان شود. این وضعیت تنها زمانی ارضا می‌شود که تحت زاویه مشخص برخورد، کاهش در بازتابش نور از ساختار مشاهده شود. برهم‌کنش نور ورودی با پلاسمون‌های سطحی بوجود آمده در مرز مشترک فلز-دی‌الکتریک، امواج پلاسمون پلاریتون سطحی (SPP)[۲] را بوجود می‌آورد. امواج پلاسمون پلاریتون سطحی در ساختارهای سه لایه پلاسمونی از جمله فلز-دی‌الکتریک-فلز نیز قابل مشاهده هستند. این امواج در هر دو مرز فلز-دی‌الکتریک تحریک می‌شوند و هنگامی که فاصله بین مرزهای مجاور در حدود و یا کمتر از طول میرایی یا عمق نفوذ مد مرزی باشد، واکنش‌های میان SPPها به تزویج میان آن‌ها می‌انجامد. از طرف دیگر در ساختار فلز-دی‌الکتریک-فلز با تنظیم ضخامت لایه دی‌الکتریک می‌توان آن را بعنوان موجبر (WG)[۳] در نظر گرفت. تحت این شرایط اگر مد تشدیدی SPP با مد تحریکی WG جفت شود در منحنی بازتاب بر حسب زاویه ورودی SPP، مینیمم بازتابش جای خود را به ماکسیمم بازتابش می‌دهد. اگر زاویه‌های تحریک دو مد SPP و WG بر هم منطبق شوند ماکسیمم بازتابش نسبت به دو مینیمم کناری خود متقارن ظاهر شده، به آن پدیه شفافیت القایی پلاسمونی (PIT)[۴] گفته می‌شود[۲]. در صورتی که زاویه تحریک مد WG از زاویه تشدید مد SPP به مقدار اندکی کوچکتر یا بزرگتر باشد، ماکسیمم بازتابش نسبت به دو مینیمم کناری خود نامتقارن ظاهر شده، پدیده فانو رزونانس رخ می‌دهد[۲]. شکل (۱)، قسمت‌های (a) و (b) پدیده فانو رزونانس و قسمت (c) پدیده PIT را برای ساختار prism/Ag/Cytop/PMMA با موجبر PMMA نشان می‌دهند. از پدیده‌های فانو رزونانس و PIT برای بالا بردن حساسیت حسگرها استفاده می‌شود، بطوریکه حسگر فانو حساسیتی ۱۰۰۰ برابر بیشتر از حسگر SPR معمولی دارد [۳].



شکل۱: (a) پدیده فانو رزونانس، (b) انطباق فانو رزونانس بر شکل خط asymmetric و (c) پدیده PIT برای نانوساختار پلاسمونی prism/Ag/Cytop/PMMA با موجبر PMMA نشان می‌دهد. t و d به ترتیب ضخامت Cytop و PMMA هستند. TM1 و TM0f مدهایی هستند که در موجبر به وجود آمده‌اند، مد TM0f بر مد SPP منطبق شده است[۴].

۲- شبیه‌سازی و ساخت نانوساختار پلاسمونی $Ag-Al_2O_3-Ag$

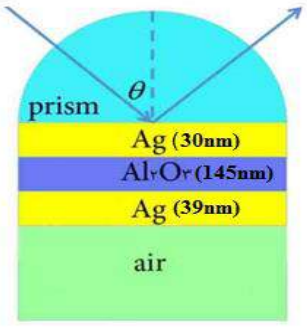
ما در این مقاله بطور تجربی پدیده شفافیت القایی پلاسمونی (PIT) در یک نانوساختار فلز-دی‌الکتریک-فلز ($Ag-Al_2O_3-Ag$) بر پایه روش تضعیف بازتاب کلی مشاهده خواهیم کرد. برای این کار، ابتدا پدیده PIT برای نانوساختار پلاسمونی $Ag-Al_2O_3-Ag$ که شماتیک آن در شکل (۲) نشان داده شده است را بوسیله نرم‌افزار کامسول شبیه‌سازی کرده و ضخامت بهینه‌ی لایه‌های مورد نظر که این پدیده برای آن‌ها اتفاق می‌افتد را بدست می‌آوریم. این ضخامت‌های بهینه بصورت زیر انتخاب می‌شوند: $prism/t(Ag)=30nm/t(Al_2O_3)=145nm/t(Ag)=39nm.$ منحنی بازتاب بر حسب زاویه ورودی و توزیع میدان الکتریکی شبیه‌سازی شده در شکل (۳) نشان داده شده

---

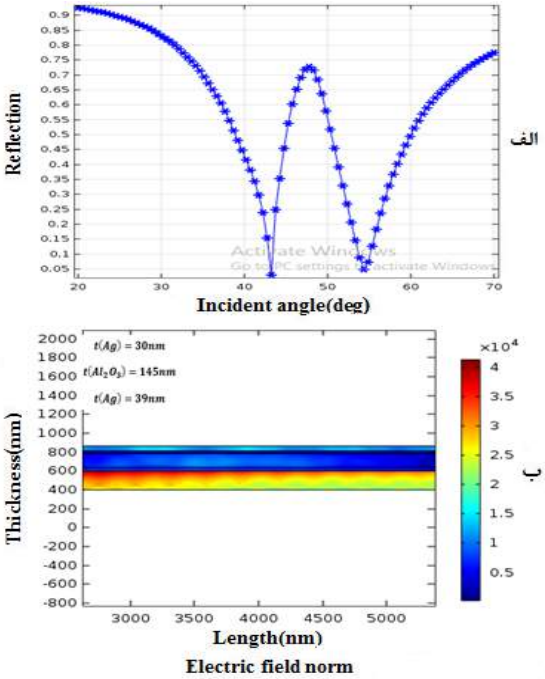
۱ Surface plasmon
۲ Surface plasmon polariton
۳ Waveguide
۴ Plasmonic-Induced-Transparency

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

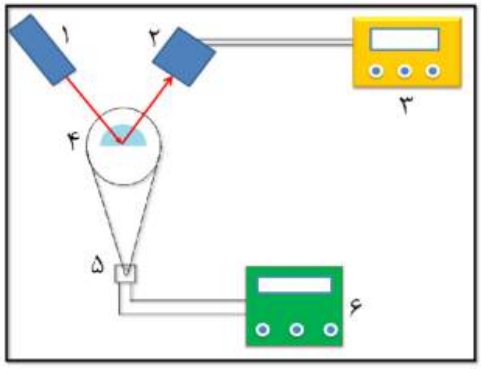
است. سپس ضخامت‌های بهینه بدست آمده را به روش تفنگ الکترونی روی منشور از جنس شیشه پلکسی با ضریب شکست ۱/۴۸۸ لایه نشانی می‌کنیم. با استفاده از چیدمان آزمایشگاهی که شماتیک آن در شکل (۴) نشان داده شده است، منحنی بازتاب بر حسب زاویه ورودی برای این ساختار بصورت تجربی برای لیزر هلیم-نئون با طول‌موج ۶۳۲/۸ نانومتر و قطبش TM اندازه‌گیری می‌کنیم. شکل (۵) منحنی بازتاب بر حسب زاویه ورودی حاصل از نتایج تجربی را نشان می‌دهد.



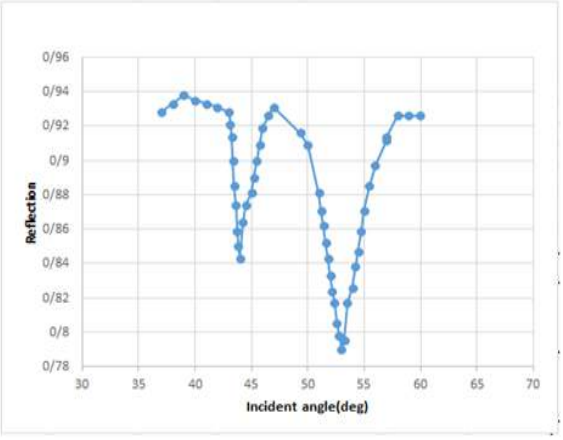
شکل ۲: شماتیک ساختار Ag-Al_2O_3-Ag فرض شده برای شبیه‌سازی



شکل ۳: (الف) و (ب) به ترتیب نمودار بازتاب (محور عمودی) بر حسب زاویه ورودی (محور افقی) و بزرگی میدان الکتریکی شبیه سازی شده بوسیله نرم‌افزار کامسول برای پدیده PIT برای نانوساختار پلاسمونی Ag-Al_2O_3-Ag را نشان می‌دهند. سمت مرز Ag-air بعلت تداخل سازنده حاصل از تشعشع نور از ساختار و بازتابش نور ورودی، توان بازتابی افزایش می‌یابد.



شکل۴: طرحواره‌ای از چیدمان آزمایشگاهی مشاهده پدیده PIT با استفاده از روش کرشمن، ۱- لیزر ۲- آشکارساز ۳- مولد آشکارساز ۴- منشور و صفحه چرخاننده ۵- موتورالکتریکی گیربکس‌دار ۶- مولد موتور الکتریکی.

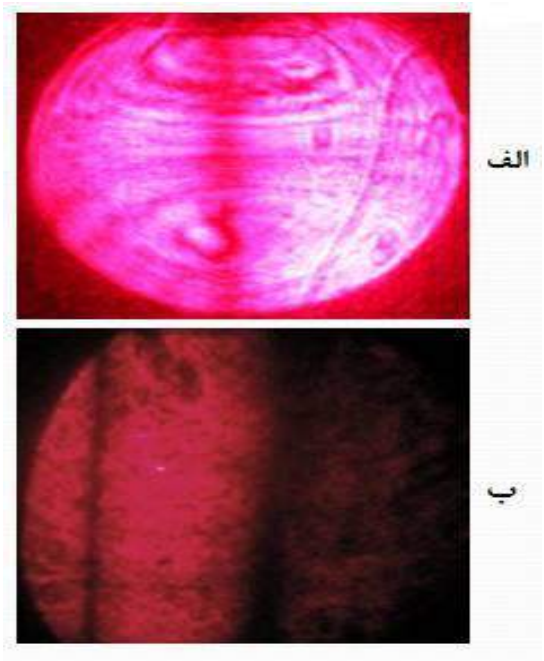


شکل ۵: منحنی بازتاب (محور عمودی) بر حسب زاویه ورودی (محور افقی) حاصل از نتایج تجربی برای پدیده PIT برای نانوساختار Ag-Al_2O_3-Ag را نشان می‌دهد.

با مقایسه نتایج تجربی و شبیه‌سازی، اختلاف ناچیزی در منحنی‌های بازتاب بر حسب زاویه ورودی آن‌ها مشاهده می‌شود. علت آن ریشه در تهیه نمونه و عدم کنترل دقیق ضخامت لایه‌ها در لایه‌نشانی دارد. اگر ضخامت لایه‌ها در لایه نشانی چند نانومتر با مقدارهای بدست آمده از شبیه-سازی اختلاف داشته باشد، تقارن قله ایجاد شده در منحنی بازتاب بر حسب زاویه ورودی شکسته شده، پدیده PIT تبدیل به پدیده فانو رزونانس می‌شود. از طرف دیگر، یک تست سریع و آسان برای اثبات وجود پلاسمون پلاریتون سطحی و پدیده شفافیت القایی پلاسمونی استفاده از چیدمان اپتیکی است. شکل (۶)، قسمت‌های (الف) و (ب) تصویر اپتیکی روی پرده برای پرتوهای واگرا شده بعد از برهم‌کنش لیزر همگرای فرودی به ترتیب با

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

نانوساختارهای پلاسمونی تک لایه Ag-air با ضخامت ۵۰ نانومتری نقره و سه لایه $Ag-Al_2O_3-Ag$ را نشان می‌دهد. نوار تاریک در شکل (۵-الف) نشان دهنده تحریک SPP در تک لایه فلز Ag-air و دو نوار تاریک اطراف نوار روشن در شکل (۵-ب) وقوع پدیده PIT برای نانوساختار سه لایه مورد نظر را نشان می‌دهد.



شکل ۶: الف) نوار تاریک نشانگر مینیمم بازتابش و تحریک پلاسمون پلاریتون سطحی است. ب) نوار روشن میان دو نوار تاریک نشانگر ماکسیمم بازتابش و وقوع پدیده PIT است.

۳- نتیجه‌گیری

نتیجه اساسی این مقاله مشاهده پدیده PIT در ساختار سه لایه پلاسمونی فلز-دی‌الکتریک-فلز $Ag-Al_2O_3-Ag$ می‌باشد که بصورت شبیه‌سازی و تجربی این پدیده جالب که قبلاً برای ساختاری با این لایه‌ها گزارش نشده بود، مشاهده شد. این بررسی نشان می‌دهد که ضخامت لایه دی‌الکتریک بین دو لایه فلز برای وقوع این پدیده بسیار حائز اهمیت است، چرا که این لایه می‌بایست بصورت یک موجبر تخت دی‌الکتریک عمل کند تا پدیده PIT مشاهده شود. از طرف دیگر پدیده شفافیت القایی پلاسمونی (PIT) مانند پدیده شفافیت القایی الکترومغناطیسی (EIT) عمل می‌کند. درحالیکه پدیده EIT در فرامواد که طراحی و تهیه آن‌ها مشکل است دیده می‌شود، در این مقاله پدیده PIT در یک ساختار ساده پلاسمونی مشاهده شده است.

مراجع

[1] H. R. Gwon, S. H. Lee, “Spectral and Angular responses of surface plasmon resonance based on the Kretschmann configuration”, Express Regular Article., Vol. 51, No. 6, pp. 1150-1155, 2010.

[2] Y. Neo, T. Matsumoto, T. Watanabe, M. Tomit, H. Mimo, “ Transformation from plasmon induced transparency to induced absorption through the control of coupling strength metal0insulator-metal structure”, Optics Express., Vol. 24, No. 23, pp. 26201-26208, 2016.

[3] S. Hayashi, D. V. Nesterenko, Z. Sekkat,. “ Waveguide coupled surface plasmon resonance sensor structure: Fano line shape engineering for ultrahigh resolution”, Appl. Phys., Vol. 48, pp. 325303-325313, 2015.

[4] Z. Sekkat, S. Hayashi, D. V. Nesterenko, A. Rahmouni, S. Refki, H. Ishitobi, Y. Inouye, S.Kawata, “ Plasmonic coupled modes in metal-insulator-metal multilayer structure: Fano resonance and giant field enhancement”, Optic Express., Vol. 24, pp. 20080-20088, 2016.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

حالت‌های همدوس سامانه‌ی کوانتومی ابرانتگرال‌پذیر و دوبعدی فوکاس-لاگرستورم

مهدی اشرفی، علی مهدی‌فر و احسان عموقربان

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه شهرکرد، شهرکرد

چکیده - در این مقاله با بررسی یک سامانه‌ی ابرانتگرال پذیر کوانتومی دو بعدی، سامانه‌ی فوکاس-لاگرستروم، نشان خواهیم داد که می‌توان جبر این سامانه را به شکل یک جبر ویل-هایزنبرگ تغییر شکل یافته در نظر گرفت. سپس با استفاده از این جبر، حالت‌های همدوس سامانه‌ی مزبور را ساخته و برای آن رابطه‌ی تفکیک واحد را اثبات می‌کنیم. درنهایت، ویژگی‌های غیرکلاسیکی حالت‌های همدوس ساخته شده شامل تعداد میانگین فوتون‌ها و پارامتر مندل را بررسی خواهیم نمود.

کلید واژه- پتانسیل نوسانگر دو بعدی فوکاس، جبر نوسانگر تغییر شکل یافته، حالت همدوس غیرخطی

Coherent states of the two-dimensional quantum superintegrable Fokas-Lagerstrom system

Mahdi Ashrafi, Ali Mahdifar and Ehsan Amooghorban,

Physics group, Science Department, Shahrekord University, Shahrekord

Abstract- In this paper, by studying the two-dimensional quantum superintegrable Fokas-Lagerstrom system we show that it is possible to consider the algebra of this system as a deformed Weyl-Heisenberg algebra. Then we construct the coherent states of this system and prove their resolution of identity. We eventually investigate their quantum statistical properties, including the mean number of photons and the Mandel parameter.

Keywords: Two dimensional Fokas-Lagerstrom Potential, Deformed oscillator algebraic, Nonlinear coherent state

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

شرودینگر در سال ۱۹۲۶ میلادی حالت‌های همدوس را ضمن مطالعه‌ی نوسانگر هماهنگ به‌عنوان حالت‌هایی با کمینه‌ی عدم قطعیت معرفی کرد. امروزه حالت‌های همدوس در بسیاری از شاخه‌های فیزیک کاربرد پیدا کرده‌اند[۴-۱]. ویژگی لازم برای یک حالت همدوس $|z\rangle$ نیز وجود رابطه تفکیک واحد است که به شکل زیر تعریف می‌شود[۵]

$$\int d^2z\,|z\rangle W(|z|^2)\langle z|=1. \qquad (۱)$$

تاکنون حالت‌های همدوس استاندارد به روش‌های مختلفی تعمیم داده شده‌اند[۶]. ازجمله این تعمیم‌ها، تعمیم جبری است که عمدتاً به آن دسته از تعمیم‌هایی اطلاق می‌گردد که در آن‌ها عملگرهای بوزونی استاندارد $\hat{a}$ و $\hat{a}^\dagger$ با شکل عامی از این عملگرها $\hat{A}$ و $\hat{A}^\dagger$ جایگزین می‌شوند. در حقیقت این عملگرها با ترکیبی از عملگرهای استاندارد و توابعی از برخی ثابت‌های حرکت سامانه ساخته می‌شوند. به عنوان نمونه می‌توان به جبر 12ویل-هایزنبرگ تغییر شکل یافته اشاره کرد که در آن عملگرهای $\hat{A}$ و $\hat{A}^\dagger$ به صورت زیر تعریف می‌شوند،

$$\begin{aligned}&\hat{A}=\hat{a}\,f\,(\hat{n})=f\,(\hat{n}+1)\,\hat{a},\\&\hat{A}^\dagger=f^{\,\dagger}(\hat{n})\,\hat{a}^\dagger=\hat{a}^\dagger f^{\,\dagger}(\hat{n}+1),\end{aligned} \qquad (۲)$$

که در آن $\hat{n}=\hat{a}^\dagger\hat{a}$ عملگر عددی است و این عملگرها در روابط جابه‌جایی زیر صدق می‌کنند،

$$\begin{aligned}&[\hat{A},\hat{n}]=\hat{A},\quad [\hat{A}^\dagger,\hat{n}]=-\hat{A}^\dagger,\\&[\hat{A},\hat{A}^\dagger]=\hat{n}\,f^{\,2}(\hat{n})-(\hat{n}+1)f^{\,2}(\hat{n}+1),\end{aligned} \qquad (۳)$$

از طرف دیگر، یکی از سامانه‌های مورد توجه در فیزیک سامانه‌های ابرانتگرال‌پذیر[۷] هستند. یک سامانه‌ی D بعدی را ابرانتگرال‌پذیر گویند اگر دارای $2D-1$ ثابت حرکت مستقل باشد. بدین ترتیب، یک سامانه‌ای دو بعدی با هامیلتونی $\hat{H}$ انتگرال‌پذیر[۸] نامیده می‌شود اگر یک عملگر $\hat{I}$ در آن سامانه بتوان یافت که در رابطه‌ی $[H,I]=0$ صدق کند. حال اگر عملگر دیگری مانند $\hat{C}$ نیز وجود داشته باشد که با $\hat{H}$ جابجا شده اما با $\hat{I}$ جابجا نشود، سامانه ابرانتگرال پذیر نامیده می‌شود.

هدف ما در این مقاله ساخت حالت‌های همدوس یک سامانه ابرانتگرال پذیر دو بعدی کوانتومی، سامانه فوکاس-لاگرستروم (Fokas-Lagerstrom) است. بدین منظور نشان می‌دهیم جبر این سامانه را می‌توان به شکل یک جبر ویل-هایزنبرگ تغییر شکل یافته در نظر گرفت. سپس با استفاده از این جبر، حالت‌های همدوس سامانه مزبور را ساخته و برای آن رابطه تفکیک واحد را اثبات و در ادامه ویژگی‌های غیرکلاسیکی حالت‌های همدوس را بررسی خواهیم کرد.

۲- حالت‌های همدوس سامانه ابرانتگرال پذیر فوکاس-لاگرستروم

هامیلتونی معرفی شده توسط فوکاس-لاگرستورم که به صورت زیر است[۹]،

$$H=\frac{1}{2}(P_x^2+P_y^2)+\frac{X^2}{2}+\frac{Y^2}{18}, \qquad (۴)$$

مربوط به یک سامانه ابرانتگرال پذیر دو بعدی بوده و دو ثابت حرکت جابجا ناپذیر آن به صورت زیر بدست می‌آیند

$$\begin{aligned}&\hat{I}=P_x^2+X^2,\\&\hat{C}=\frac{1}{2}\{XP_y-YP_x,P_y^2\}+\frac{Y^3P_x}{27}-\frac{\{XY^2,P_y\}}{6},\end{aligned} \qquad (۵)$$

می‌توان نشان داد روابط جابجایی زیر،

$$[H,I]=0,\quad [H,C]=0,\quad [I,C]=R\neq 0, \qquad (۶)$$

ابرانتگرال پذیر بودن سامانه را نتیجه می‌دهند. با تعریف عملگرهای زیر:

$$\hat{n}=\frac{\hat{I}}{2}-u,\quad \hat{A}^\dagger=\hat{C}+\frac{\hat{R}}{2},\quad \hat{A}=\hat{C}-\frac{\hat{R}}{2}, \qquad (۷)$$

که در آن u یک ثابت است.دیده می‌شود عملگرهای مزبور در جبر زیر صدق می‌کنند:

$$\begin{aligned}&[\hat{n},\hat{A}^\dagger]=\hat{A}^\dagger,\quad [\hat{n},\hat{A}^\dagger]=\hat{A}^\dagger,\\&[\hat{A},\hat{A}^\dagger]=\Phi(H,N+1)-\Phi(H,N),\end{aligned} \qquad (۸)$$

$\Phi(H,N)$ تابع ساختار نامیده می‌شود. وجود یک نمایش متناهی از جبر بالا، برای هر ویژه مقدار انرژی، موجب می‌شود که تابع ساختار در معادله‌های

$$\begin{aligned}&\Phi(E,N)=0,\\&\Phi(E,N+1),=0\\&\Phi(E,x)>0\,.\quad for\quad x=1,2,...,N\end{aligned} \qquad (۹)$$

صدق کند. ویژه مقدارهای انرژی ممکن، تبهگنی N+1 گانه دارند و با توجه به رابطه (۹)، مقدار u برابر $1/2$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

می‌شود لذا سه تابع ساختار حاصل، برای این سامانه به شکل زیر بدست می‌آیند:

$$\Phi(E_N,x)=16x(N+1-x)(N+\frac{2}{3}-x)(N+\frac{4}{3}-x),$$
$$\Phi(E_N,x)=16x(N+1-x)(N+\frac{2}{3}-x)(N+\frac{1}{3}-x), \quad (۱۰)$$
$$\Phi(E_N,x)=16x(N+1-x)(N+\frac{5}{3}-x)(N+\frac{4}{3}-x).$$

از مقایسه جبر (۸) و جبر ویل-هایزنبرگ تغییر شکل یافته‌ی (۳) دیده می‌شود که می‌توان جبر سامانه فوکاس-لاگرستروم را، به ازای یک انرژی E_N ثابت، به صورت یک جبر ویل-هایزنبرگ تغییرشکل‌یافته با تابع تغییر شکل

$$f(n)=\sqrt{(N-n+1)(N+A-n)(N+B-n)}, \quad (۱۱)$$

در نظر گرفت که در آن ثابت‌های A و B متناظر با یکی از زوج‌های $(2/3,4/3)$، $(2/3,1/3)$ یا $(5/3,4/3)$ هستند. با توجه به عملگر نابودی تغییر شکل یافته $\hat{A}=\hat{a}f(\hat{n})$ نیز داریم:

$$\hat{A}\,|N\rangle=0. \quad (۱۲)$$

بنابراین، برای این سامانه با یک فضای هیلبرت متناهی الابعاد روبه‌رو هستیم. از این‌رو، حالت‌های همدوس متناظر با سامانه فوکاس لاگرستروم را با استفاده از رهیافت حالت‌های همدوس با بعد متناهی به شکل زیر می‌سازیم[۶]:

$$|z\rangle=C(|z|^2)\exp(z\hat{A}^\dagger)|0\rangle$$
$$=C(|z|^2)\sum_{n=0}^{N}\frac{(4z)^n}{\sqrt{\frac{n\Gamma(n)\Gamma(N-n-1)}{N\,\Gamma(N)}}} \quad (۱۳)$$
$$\times\frac{1}{\sqrt{\frac{\Gamma(A+N-n)}{\Gamma(A+N)}\times\frac{\Gamma(B+N-n)}{\Gamma(B+N)}}}|n\rangle,$$

که در آن $C(|z|^2)$ ضریب بهنجارش است. ویژگی لازم برای این‌که حالت $|z\rangle$ یک حالت همدوس باشد، وجود رابطه تفکیک واحد به شکل زیر است[۵]

$$\int d^2z\,|z\rangle W(|z|^2)\langle z|=1, \quad (۱۴)$$

که در آن $W(|z|^2)$ یک تابع وزن است که باید تعیین گردد. با جایگذاری رابطه (۱۳) در رابطه بالا و درنظرگرفتن $z=re^{i\theta}$ ، $|z|^2=x$ و

$$\rho(n)=(\frac{1}{16})^n\frac{n\Gamma(n+1)\Gamma(N-n+1)}{N\,\Gamma(N)}\frac{\Gamma(N+A-n)}{\Gamma(N+A)} \quad (۱۵)$$
$$\times\frac{\Gamma(N+B-n)}{\Gamma(N+B)},$$

می‌توان نشان داد که وجود رابطه تفکیک واحد (۱۴) هم‌ارز با یافتن تابع $\tilde{w}(x)$ از انتگرال زیر خواهد بود:

$$\int_0^\infty x^n\tilde{w}(x)dx=\rho(n), \quad (۱۶)$$

که در آن داریم

$$\tilde{w}(x)=\pi[\frac{w(x)}{C(x)}], \quad (۱۷)$$

برای حل رابطه (۱۶) که موسوم به مسأله ممان است، از معکوس تبدیلات ملین استفاده می‌کنیم[۱۰] که با تعریف تابع میجر (Meijer's G-function) به شکل زیر [۱۱]

$$\int dx x^{k-1}G_{p,q}^{m,n}\left(\beta x\Big|\begin{matrix}a_1,\ldots,a_n,a_{n+1},\ldots,a_p\\ b_1,\ldots,b_m,b_{m+1},\ldots,b_q\end{matrix}\right)= \quad (۱۸)$$
$$\frac{1}{\beta^k}\frac{\prod_{j=1}^m\Gamma(b_j+k)\prod_{j=1}^n\Gamma(1-a_j-k)}{\prod_{j=m+1}^q},$$

و مقایسه رابطه‌های (۱۵) با (۱۸) تابع وزن $\tilde{w}(x)$ به شکل زیر بدست می‌آید:

$$\tilde{w}(x)=16\frac{1}{N\,\Gamma(N)\Gamma(A+N)\Gamma(B+N)}\times \quad (۱۹)$$
$$G_{0,0}^{1,3}\left(\frac{1}{16}x\Big|\begin{matrix}-N-1,\,-N-A,\,-N-B\\ 0\end{matrix}\right).$$

۳- ویژگی های غیرکلاسیکی حالت همدوس

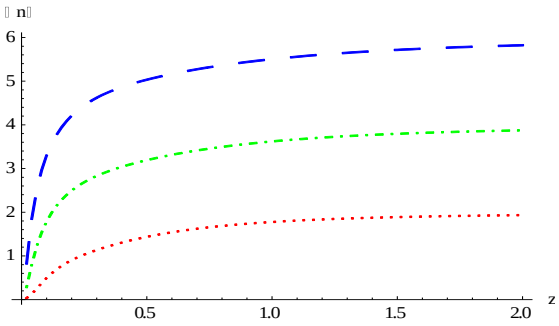
در این بخش برخی از ویژگی‌های غیرکلاسیکی حالت‌های همدوس متناظر با سامانه فوکاس لاگرستروم از جمله شمار میانگین فوتون‌ها و پارامتر مندل را بررسی می‌کنیم (بدلیل کمبود جا نمودارها فقط برای $A=2/3,B=4/3$ آورده شده‌اند). شمار میانگین فوتون‌ها در حالت همدوس مزبور برابر است با

$$\langle n\rangle=\langle z|a^\dagger a|z\rangle \quad (۲۰)$$

در شکل ۱ مقدار $\langle n\rangle$ برحسب z به ازای مقادیر

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

مختلف N رسم شده است. همان‌گونه که از شکل مشخص است شمار میانگین فوتون‌های حالت‌های همدوس بدست آمده با افزایش z و همچنین افزایش N افزایش پیدا کرده است.

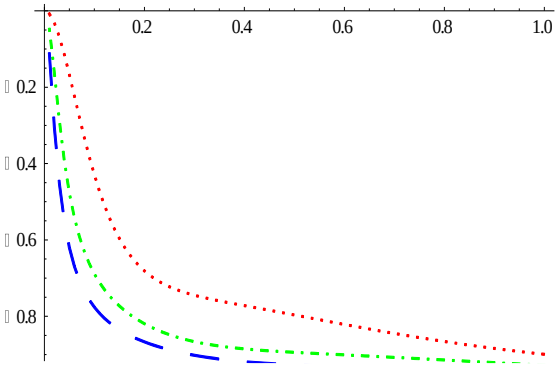


شکل ۱: شمار میانگین فوتون‌های حالت‌های همدوس برحسب z به ازای $N=2$ (نقطه چین) و $N=4$ (خط نقطه چین) و $N=6$ (خط چین).

به منظور بررسی انحراف تابع توزیع احتمال حالت‌های همدوس از شکل پواسونی، پارامتر مندل وابسته به حالت‌های همدوس محاسبه شده را از رابطه

$$M=\frac{(\Delta\hat{n})^2-\langle\hat{n}\rangle}{\langle\hat{n}\rangle}, \qquad (۲۱)$$

محاسبه کرده و نتایج را در شکل ۲ نشان داده‌ایم.



شکل ۲ نمودار پارامتر مندل برحسب z به ازای $N=2$ (نقطه چین) و $N=4$ (خط نقطه چین) و $N=6$ (خط چین).

همان‌گونه که مشاهده می‌شود با افزایش z، سرشت زیرپواسونی آمار شمارش فوتون‌ها تقویت می‌شود. همچنین افزایش N سبب می‌شود که پارامتر مندل حالت‌های همدوس بدست آمده سریع‌تر به سمت -1 میل کند.

۴- نتیجه‌گیری

در این مقاله با بررسی سامانه ابرانتگرال‌پذیر کوانتومی دو بعدی، سامانه فوکاس-لاگرستروم، نشان دادیم که می‌توان جبر این سامانه را به شکل یک جبر ویل-هایزنبرگ تغییر شکل یافته در نظر گرفت. سپس با استفاده از این جبر حالت‌های همدوس سامانه مزبور را ساخته و برای آن رابطه تفکیک واحد را اثبات کردیم. همچنین ویژگی‌های غیرکلاسیکی حالت‌های همدوس ساخته شده را بررسی کردیم.

سپاسگزاری

نویسندگان از معاونت تحصیلات تکمیلی دانشگاه شهرکرد برای حمایت‌های انجام شده قدردانی می‌نمایند.

مراجع

[1] R. J. Glauber, Phys. Rev. Lett. **10**, 84, (1963); Phys. Rev. **130**, 2529 (1963); Phys. Rev. **131**, 2766 (1963).

[2] A. P. Perelomov, Generalized Coherent States and Their Applications (Springer, Berlin, 1986)

[3] J. R. Klauder and B. S. Skagerstam, *Coherent States, Applications in Physics and Mathematical Physics* (World Scientific, Singapore, 1985)

[4] S. T. Ali, J-P Antoine and J-P Gazeau, *Coherent States, Wavelets and Their Generalizations* (Springer, New York, 2000)

[۶]. علی مهدی‌فر، "ساختار هندسی همدوس غیرخطی"، پایان نامه دکتری، دانشگاه اصفهان، ۱۳۸۶.

Hietarinta, Phys. Rep. ***147****, 87 .[7] J (1987).*

[8] S. Weigert, Physica D, ***56,*** *107 (1992).*

[9] D. Bonatsos, C. Daskloyannis and K. Kokkotas, Phys. Rev. A. **50**, 3700 (1994).

[10] M K Tavasoly and H R Jalali, Chin. Phys. B, ***22*** *(2013)*

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

محاسبه تغییرات ضریب شکست در تقویت‌کننده فیبری با فرض انتشار همرفت و تابشی گرما از سطح فیبر

مریم کریمی[۱]*، کاظم جمشیدی قلعه[۲] ، مهدی امنیت طلب[۳]، امیر سپهوند[۲]، آذین شوهانی[۳]

[۱]پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، سازمان انرژی اتمی، انتهای خیابان کارگر شمالی ، تهران
[۲]گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه شهید مدنی آذربایجان
[۳]گروه فیزیک ، دانشکده علوم پایه، دانشگاه ارومیه

چکیده –در این مقاله با افزودن تاثیر تابش از سطح فیبر به‌همراه جریان همرفت گرما، معادلات انتشار گرما در تقویت‌کننده فیبری بازنویسی شد. با حل عددی معادله مرتبه چهار، دمای سطح در تقویت‌کننده فیبر تعیین و سپس با استفاده از آن، دما و ضریب شکست در هر فاصله طولی و شعاعی از مرکز فیبر در تقویت کننده فیبری تعیین شد. همچنین تغییرات دمایی برای مقادیر مختلف پمپ ورودی محاسبه و نتایج آن با تفسیر ارائه شد.

کلید واژه- ضریب شکست، اثرات گرمایی، انتقال تابشی حرارت.

Calculation of refractive index variation in fiber amplifier with convection and radiation heat transfer from fiber surface

Maryam Karimi[1], Kazem Jamshidi-Ghaleh[2], Mahdi Amniat Talab[3], Amir Sepahvand[2], Azin Shohani[3]

[1]Institute of Nuclear Science and Technology, AEOI, Tehran, Iran
[2]Department of Physics, Azarbaijan Shahid Madani University, West Azarbaijan, Tabriz, Iran
[3]Department of Physics, Urmia University, 11km SERO Road, Urmia, , Iran

Abstract- In the present paper, by increasing the radiation effect on convection heat term, the heat transfer equation was rewritten at the fiber amplifier. By numerical solving of the fourth order equation, the surface temperature of fiber amplifier was determined and then using it, the temperature and refractive index at any longitudinal and radial distance of fiber amplifier was determined. The temperature variation of different pump power was calculated and the results were interpreted.

Keywords: Refractive Index, Thermal Effects, Radiation Heat Transfer

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

آلاینده موجود در محیط لیزر یا تقویت‌کننده که تحت دمش قرار می‌گیرد با وجود نقص‌های کوانتمی باعث تولید حرارت در محیط فعال می‌شود.

حرارت در محیط فعال محدودیت‌هایی در افزایش توان لیزرها و تقویت‌کننده‌ها ایجاد می‌کند زیرا گرما باعث ایجاد پدیده‌های مختلف مانند لنزهای گرمایی، تنش‌های مکانیکی در محیط فعال، تغییر ضریب شکست و در نتیجه دوشکستی شدن محیط فعال می‌شود این پدیده در لیزرهای بزرگ حالت جامد باعث ایجاد عدسی گرمایی و در لیزرها و تقویت‌کننده‌های فیبری باعث پدیده نوظهور ناپایداری مدی می‌شود که باعث ایجاد نوساناتی در مقیاس کیلوهرتز در خروجی آنها می‌شود [۱].

مطالعه و بررسی توزیع حرارت و در پی آن تغییرات ضریب شکست در تقویت‌کننده‌ها و لیزرهای فیبری اولین گام برای پیش‌بینی و کنترل این پدیده در لیزرها و تقویت کننده‌های توان بالا محسوب می‌شود. در لیزرهای با سطح مقطع بزرگ خنک‌سازی معمولاً توسط جریان آب صورت می‌گیرد ولی در لیزرها و تقویت کننده‌های توان بالای فیبری خنک سازی توسط هوای اطراف انجام می‌شود. در این مقاله انتقال تابشی گرما از سطح فیبر در محاسبات انتقال حرارتی در تقویت کننده فیبری اضافه و روابط مربوطه بازنویسی شده است. همچنین تاثیر اثرات گرمایی در تغییرات ضریب شکست محاسبه و نتایج حاصل از شبیه‌سازی برای مقادیر مختلف پمپ ورودی ارائه و تفسیر شده است.

۲- معادلات توزیع دما با فرض انتشار همرفت و تابشی از سطح فیبر در محیط تقویت کننده

انتقال حرارت در یک محیط از سه طریق رسانشی، همرفت و تابش صورت می‌گیرد که به ترتیب با قانون‌های فوریه، نیوتن و استفان بولتزمن بررسی می‌شوند [۲]. گرما به دلیل وجود آلاینده در مغزی در همین ناحیه تولید می شود و انتشار تا سطح فیبر فقط از طریق رسانایی انجام می‌شود. سطح فیبری برای خنک سازی با هوا در تماس است و گرما از سطح فیبر با دو طریق انتقال همرفت و تابش دفع می‌شود که در برخی مقالات تاثیر تابش از سطح فیبر در محاسبات انتقال حرارت صرف‌نظر می‌شود.

در این مقاله انتقال گرما از طریق تابش در محاسبات گرمایی لحاظ شده است و معادلات با فرض انتقال همرفت و تابشی بازنویسی شده است. انتشار گرما با رابطه زیر بیان می‌شود [۳]:

$$\nabla(-K\nabla T)=Q(z), \qquad (۱)$$

که برای نواحی مختلف معادله انتشار گرما به‌صورت زیر خواهد بود:

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial T_{co}(r)}{\partial r}\right)=-\frac{Q(z)}{K}, \qquad (0\le r\le a) \qquad (۲)$$

و برای ناحیه غلاف داریم:

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial T_{cl}(r)}{\partial r}\right)=0 \qquad ,(a\le r\le c) \qquad (۳)$$

در عبات فوق r، مختصه شعاعی فیبر، $K=1.38Wm^{-1}K^{-1}$، ضریب هدایت گرمایی در محیط (شیشه)، T_{co} و T_{cl}، به‌ترتیب دما در ناحیه مغزی و غلاف‌ها است. $Q(z)$، گرمای تولید شده در محیط بهره، منبع گرمای تولید شده در مغزی فیبر از رابطه $Q(z)=\frac{\alpha P_{abs}(z)}{\pi a^2}(1-S)$ پیروی می‌کند که در آن، $\alpha=\alpha_s(x)+\alpha_p$، و α_p تلفات در طول‌موج دمش و $\alpha_s(x)$، ضریب پراکندگی است. S، ضریب بهره کوانتمی است که مقدار آن برابر λ_p/λ_s، که $\lambda_s=1010nm$، $\lambda_p=975\,nm$ و $P_{abs}(z)$ توان جذب شده در فیبر است که برای یک تقویت کننده، $P_{abs}(z)=P_p(z)$ در نظر گرفته می‌شود [۴]. با فرض آنکه اتصال بین ناحیه غلاف و مغزی کامل باشد آنگاه طبق شرایط مرزی دما و مشتق آن در مرزها پیوسته است، دما در مرکز فیبر ثابت است زیرا مشتق دما در مرکز باید صفر باشد. با فرض برابر بودن مقادیر ضریب رسانایی گرمایی در سه ناحیه، شریط مرزی فقط در ناحیه غلاف با هوای اطراف باید لحاظ شود با این فرض فیبر تک غلافه خواهد بود و در این حالت داریم:

$$T_{co}(a)=T_{cl}(a),\ \frac{dT_{co}(r=a)}{dr}=\frac{dT_{cl}(r=a)}{dr} \qquad (۴)$$

انتشار گرما از سطح فیبر به بیرون با دو عامل همرفتی هوای اطرف و تابش از سطح فیبر انجام می‌شود با صرف-نظر از پوشش نازک خارجی فیبر شرایط مرزی در مرز هوا و غلاف فیبر به‌صورت زیر خواهد بود:

$$\frac{dT_{cl}(r=c)}{dr}=\frac{h}{K_h}\left(T_c-T_{cl}(r=c)\right)+\frac{\sigma_b\varepsilon}{K_h}\left(T^4{}_c-T^4{}_{cl}(r=c)\right) \qquad (۵)$$

در معادلات فوق $h=100\,Wm^{-2}K^{-1}$ ضریب انتقال همرفت،

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

$K_h = 0.025\ Wm^{-1}K^{-1}$، ضریب هدایت گرمایی هوا، $\sigma_b = 5.67\times10^{-8}\,W/\left(m^2K^4\right)$، ثابت استفان بولتزمن، $\varepsilon = 0.85$ ضریب تابش، $T_{cl}(r=c)$ دما در مرز غلاف و هوا است. در معادله (۵)، دما در نقطه c، مرز بین غلاف و هوا تعیین می‌شود. حل معادلات (۲) و (۳) همراه با دو شرط مرزی در مرکز و حد فاصل غلاف و مغزی، مقادیر دو ضریب ثابت از چهار ضریب را تعیین می‌کند. با جایگذاری مقادیر در رابطه (۵)، می‌توان مقدار دما را از معادله مرتبه چهار زیر به‌دست آورد:

$$f\left(T_{cl}(r=c)\right)=\frac{\sigma_b\varepsilon}{K_h}T_{cl}^4(r=c)+\frac{h}{K_h}T_{cl}(r=c) \\ -\frac{Q(z)a^2}{2Kc}-\frac{\sigma_b\varepsilon}{K_h}T_c^4-\frac{h}{K_h}T_c \qquad (۶)$$

در معادله (۶)، $T_c = 290\,K$ دمای هوای بیرونی است. با قرار دادن مقدار $T_{cl}(r=c)$ در رابطه (۲) مقدار دما در مرکز فیبر از رابطه زیر به‌دست می‌آید:

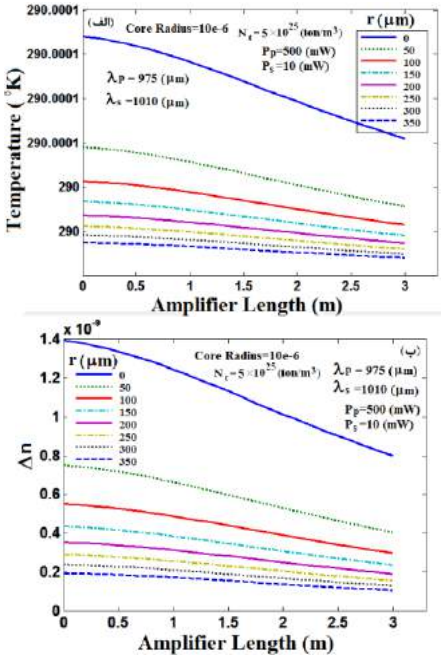
$$T_0=\frac{Q(z)a^2}{2K}\ln(c/a)+\frac{Q(z)a^2}{4K}+T_{cl}(r=c) \qquad (۷)$$

با قرار دان دما در نقطه صفر می‌توان با استفاده از روابط (۲ و ۳) دما را در هر فاصله از مرکز فیبر محاسبه کرد. با افزایش دما علاوه بر انبساط حجم جسم که خود باعث تغییر ضریب شکست می‌شود، جسم دچار تنش[۱] می‌شود. پیش از این تغییرات ضریب شکست در فیبر تک مد بر حسب تغییرات دمایی اندازه‌گیری شده است [۵]. در محاسبات و تعیین ضریب شکست این دو عامل مجموعاً باعث تغییرات ضریب شکست می‌شود [۶]. در حالت عمومی می‌توان این دو عامل را به‌صورت یک ضریب در تغییرات ضریب شکست به‌صورت $\Delta n = \Delta T\cdot dn/dT$، نظر گرفت. dn/dT، شیب منحنی ضریب شکست نسبت به دما وابسته طول موج است که به‌طور تجربی اندازه‌گیری می‌شود [۷]. در اکثر مواد ضریب شکست با دقت بالایی از رابطه سلمیر به‌دست می‌آید. در برخی از شیشه‌ها تغییرات ضریب شکست در برخی از طول موج‌ها نسبت به دما در مرجع [۸] به‌دست آمده است. تغییرات ضریب شکست در طول موج‌های پر کاربرد در فیبرها بطور تجربی تعیین شده است. با مقایسه آنها مقدار این ضریب را در دمای تقریبی ۳۰۰ درجه کلوین ثابت و برابر $dn/dT = 1.29\times10^{-5}/{}^0C$ فرض نمود [۹].

۳- نتایج محاسبات عددی

برای تعیین تغییرات دمایی، پس از حل معادلات نرخ [۱۰] و تعیین مقدار توان پمپ در هر فاصله طولی از فیبر، معادله مرتبه چهار (۶) باید حل شود. در این مقاله از روش عددی نیوتن-رافسون[۲] یا وتری برای حل این معادله استفاده شده است. از آنجا $f\left(T_{cl}(r=c)\right)$ یک معادله درجه چهار و دارای شیب بالایی است، استفاده از روش وتری در مقایسه با سایر روش‌های عددی سرعت محاسبات را افزایش می‌دهد. با حل معادله (۶)، مقدار T_0 از رابطه (۷) حاصل شده و می‌توان دما را در هر شعاعی از فیبر به دست آورد.

تغییرات دما و Δn بر حسب طول تقویت‌کننده در شکل (۱-الف و ب) ترسیم شده است. همان‌طور که از این شکل مشاهده می‌شود در فاصله‌های دورتر از نقطه مرکز، دمای فیبر و در پی آن تغییرات ضریب شکست کمتر می‌شود.



شکل ۱: تغییرات الف- دمای فیبر ب- ضریب شکست، بر حسب طول تقویت کننده فیبر در فواصل مختلف از مرکز فیبر.

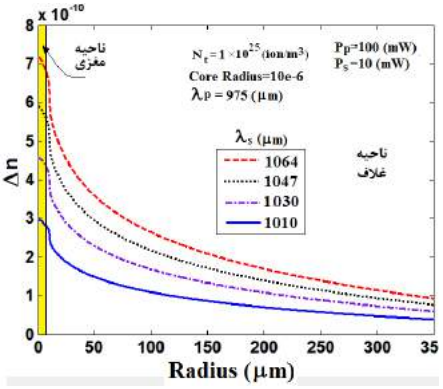
در شکل (۲)، تغییرات ضریب شکست برحسب شعاع فیبر برای طول موج‌های مختلف سیگنال ورودی در نقطه z=0، ترسیم شده است. همان‌طور که از این شکل مشاهده می‌شود در طول موج سیگنال ۱۰۱۰ nm تغییرات دما در تقویت کننده کمترین مقدار و در طول موج ۱۰۶۴ nm بیشترین مقدار را دار است. دلیل این امر بالا بودن سطح

[۱] Stress

[۲] Newton-Raphson Method

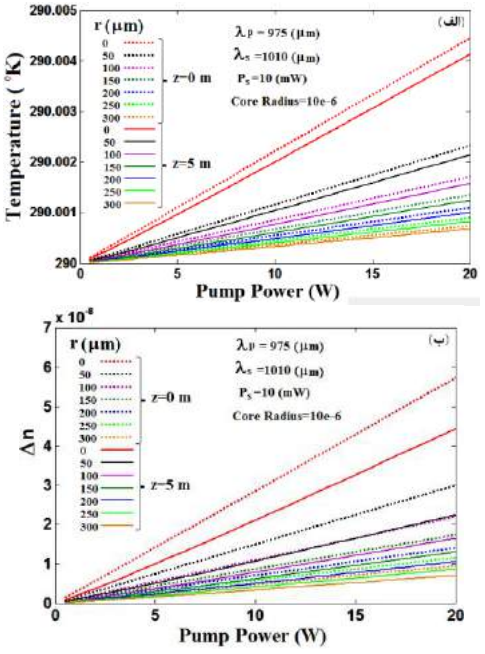
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

مقطع گسیل در طول موج ۱۰۱۰ nm نسبت به طول‌موج ۱۰۶۴ nm است که بهره تقویت‌کننده را بالا می‌برد. این امر باعث کاهش توان پمپ در هر طولی از فیبر می‌شود. به‌عبارت دیگر بزرگ بودن سطح مقطع گسیل در طول موج خاص باعث مصرف بیشتر توان پمپ شده و توان پمپ در آن نقطه کاهش می‌یابد. با کاهش توان پمپ مقدار عددی Q کاهش یافته و در پی آن دما و تغییرات ضریب شکست کاهش می‌یابد.



شکل ۲: تغییرات ضریب شکست برحسب شعاع فیبر در نقطه z=0، برای مقادیر مختلف سیگنال ورودی.

در شکل (۳) تغییرات دما و Δn بر حسب توان پمپ ورودی در تقویت‌کننده، ترسیم شده است. همان‌طور که از شکل (۳) مشاهده می‌شود با افزایش توان پمپ ورودی دما در هر نقطه از فیبر افزایش می‌یابد.



شکل ۳: تغییرات الف- دمای فیبر ب- ضریب شکست، بر حسب توان پمپ ورودی در فواصل مختلف از مرکز برای دو طول مختلف از فیبر.

در مقایسه نسبت دما در $r = 0\,\mu m$ در فاصله‌های $z = 0$ و $z = 5$ متر، در توان ۲۰W در حدود ۵ m°C است، در حالی که در نقاط شعاعی دور از مرکز در $r = 300\,\mu m$ در همان توان این اختلاف بسیار کوچک است که به دلیل وجود ضریب تغییرات دمایی در تعیین اختلاف ضریب شکست است.

نتیجه‌گیری

نتایج شبیه‌سازی در این مقاله نشان می‌دهد در فاصله های شعاعی و طولی دورتر از مرکز، دمای فیبر و در پی آن تغییرات ضریب شکست کمتر می‌شود. در مقایسه تاثیر طول موج سیگنال در تولید گرما در تقویت‌کننده فیبری و همچنین تغییرات ضریب شکست، دما و تغییرات ضریب شکست در طول‌موج سیگنالی که بالاترین سطح مقطع گسیل را دارد کمتر است دلیل این امر استفاده بیشتر از توان پمپ و در نتیجه کاهش توان پمپ مصرف نشده و گرمای تولید شده در هر طولی از فیبر است. با افزایش توان ورودی در تقویت‌کننده، دما و در پی آن ضریب شکست افزایش می‌یابد.

مراجع

[1] F. Kong, J. Xue, R. H. Stolen, and L. Dong, “Direct experimental observation of stimulated thermal Rayleigh scattering with polarization modes in a fiber amplifier” Optica, let., Vol. 3, pp. 975-978, 2016.

[۲] جی. پی. هولمن، "*انتقال گرما*"، انتشار مرکز نشر دانشگاهی، ۱۳۷۸.

[3] P. Yan, A. Xu, M. Gong, “Numerical analysis of temperature distributions in Yb-doped double-clad fiber lasers with consideration of radiative heat transfer”, Optic. Engin. Vol. 45, pp. 124201-124204, 2006.

[4] M. Abouricha, A. Boulezhar, N. Habiballah, “The Comparative Study of the Temperature Distribution of Fiber Laser with Different Pump Schemes”, Open J. Metal, Vol. 3, pp. 64-71, 2013.

[5] J. J. Carr, S. L. Saikkonen, and D. H. Williams, “Refractive index measurements on single-mode fiber as functions of product parameters, tensile stress, and temperature”, Fiber and Integrated Optics, Vol. 9. pp. 393-396, 1990.

[6] David C. Brown, and Hanna J. Hoffman, “Thermal, Stress, and Thermo-Optic Effects in High Average Power Double-Clad Silica Fiber Lasers”, IEEE J. Quant. Electron., Vol. 37, pp. 207-217, 2001.

[7] H. W. Icenogle, Ben C. Platt, and William L. Wolfe, “Refractive indexes and temperature coefficients of germanium and silicon” App. Opt. Vol. 15, pp. 2348-2351, 1976.

[8] B. Douglas, and B. J. Frey, “Temperature-dependent absolute refractive index measurements of synthetic fused silica”, Source of Acquisition NASA Goddard Space Flight Center, 2007.

[9] Shadi Naderi, Iyad Dajani, Timothy Madden, and Craig Robin, "Investigations of modal instabilities in fiber amplifiers through detailed numerical simulations", Opt. Express Vol. 21, Vol. 13, pp. 16111–16129, 2013.

[10] M. Karimi, “Optimization of Core size in Erbium Doped Holey Fiber Amplifiers”, Optik, Vol. 125, pp. 2780-2783, 2014.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

بررسی اثرات حرارتی در تقویت‌کننده فیبر ایتربیومی دو غلافه

مریم کریمی[۱*]، کاظم جمشیدی قلعه[۲] ، مهدی امنیت طلب[۳]، امیر سپهوند[۲]، آذین شوهانی[۳]

[۱]پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، سازمان انرژی اتمی، انتهای خیابان کارگر شمالی ، تهران
[۲]گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه شهید مدنی آذربایجان
[۳]گروه فیزیک ، دانشکده علوم پایه، دانشگاه ارومیه

چکیده – تقویت کننده‌های فیبرهای دو غلافه توان بالا به دلیل کاربردهای وسیع در صنعت و پزشکی و افزاره‌های نظامی مورد توجه قرار می‌گیرند. در این مقاله تحلیل انتقال حرارت در تقویت کننده فیبر ایتربیومی دو غلافه با فرض عدم وجود انتقال تابشی گرمایی از سطح فیبر بطور کامل تشریح شد و تاثیر عوامل مختلف مانند توان پمپ ورودی و اندازه غلاف در توزیع و دمای نقاط مختلف نسبت به طول و فاصله از مرکز در تقویت کننده فیبر ایتربیومی محاسبه شده است.

کلید واژه- اثرات حرارتی، تقویت کننده فیبر دو غلافه، فیبر ایتربیومی.

Study of Thermal Effects in Double Clad Ytterbium Doped Fiber Amplifier

Maryam Karimi[1], Kazem Jamshidi-Ghaleh[2], Mahdi Amniat-Talab[3], Amir Sepahvand[2], Azin Shohani[3]

[1]Institute of Nuclear Science and Technology, AEOI, Tehran, Iran
[2]Department of Physics, Azarbaijan Shahid Madani University, West Azarbaijan, Tabriz, Iran
[3]Department of Physics, Urmia University, 11km SERO Road, Urmia, , Iran

Abstract-Double clad fiber amplifiers because of wide applications at industry, medicine and military equipment's are considered. In this paper the heat transfer analysis in double clad Ytterbium doped fiber amplifier by considering no heat radiation from fiber surface is described and effect of different factors such as input power and the second clad size at heat distribution and temperature was calculated for different points of the fiber length and the core center at Ytterbium doped fiber amplifier.

Keywords: Thermal Effects, Double Clad fiber Amplifier, Ytterbium Doped Fiber

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

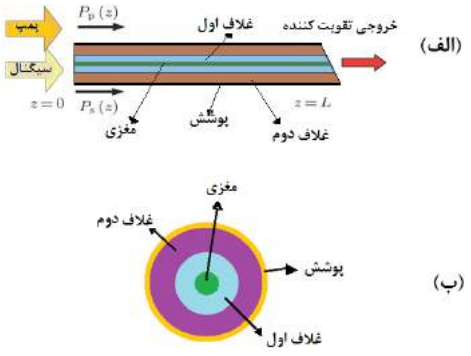
۱- مقدمه

امروزه لیزرها و تقویت‌کننده‌های مبتنی بر فیبر نسبت به سایر لیزرهای حالت جامد بیشتر مورد توجه قرار می‌گیرند که دلیل آن کیفیت بالای پرتو بالا، پایداری مطلوب بهره، نقص‌های کوانتمی کم، انعطاف پذیری آنها، نویز و جیتر پایین، و پایداری نسبت به اثرات محیطی است. به همین دلیل این نوع محیط‌های فعال کاربردهای فراوانی در صنعت، مخابرات، افزاره‌های پزشکی و صنایع دفاعی و نظامی و پردازش بر روی سطوح دارند [۱].

انتقال حرارت در یک محیط از سه طریق رسانشی، همرفت و تابش صورت می‌گیرد که به ترتیب با قانون‌های فوریه، نیوتن و استفان بولتزمن بررسی می‌شوند [۲]. در این مقاله فرض می‌شود انتشار گرما در تقویت‌کننده فیبر دوغلافه فقط از طریق رسانش صورت می‌گیرد و محیط فیبر همگن است. در مرز بین غلاف دوم و هوا، خنک سازی فیبر از طریق مبادله با هوای اطراف و انتقال همرفت گرما صورت می‌گیرد.

۲- تئوری تحلیل انتقال حرارت در تقویت کننده فیبر ایتربیومی دو غلافه

تقویت‌کننده فیبر آلاییده ایتربیومی مورد نظر دوغلافه است که مطابق شکل (۱-الف)، فقط دمش پیشرو در فیبر در نظر گرفته شده است. این فیبرهای چند مد بیشتر در صنعت کاربرد دارند. در شکل (۱-ب)، مقادیر a, b و c به‌ترتیب شعاع مغزی، غلاف اول و دوم در فیبر است.



شکل (۱): الف- چیدمان تقویت‌کننده فیبر دو غلافه و ب-سطح مقطع فیبر دوغلافه آلاییده به ایتربیوم.

برش مورب در انتهای تقویت کننده برای جلوگیری از انعکاس پرتو به سمت ورودی و ورود آن به منابع نوری در ابتدای فیبر انجام می‌شود، این کار از آسیب منبع پمپ ممانعت می‌کند. در این مقاله از اثرات پوشش خارجی فیبر در محاسبات صرف‌نظر شده است. پرتو سیگنال و پمپ ورودی در این مقاله موج پیوسته و شکل سرپخ[۱] در نظر گرفته شده است.

۲-۱- معادلات نرخ در تقویت کننده فیبری

تغییرات توان پمپ و سیگنال از معادلات نرخ به‌دست می آید [۳]:

$$\frac{dP_p(z)}{dz}=\Gamma_p\left[\left(\sigma_a^p+\sigma_e^p\right)N_2(z)-\sigma_a^pN_T\right]P_p(z) - \alpha_pP_p(z), \quad (۱)$$

$$\frac{dP_s(z)}{dz}=\Gamma_s\left[\left(\sigma_a^s+\sigma_e^s\right)N_2(z)-\sigma_a^sN_T\right]P_s(z) - \alpha_sP_s(z). \quad (۲)$$

که در آن P_s و P_p توان سیگنال و پمپ و σ_a^p، σ_a^s، σ_e^p و σ_e^s نشان دهنده سطح مقطع‌های جذب و گسیل در طول‌موج‌های سیگنال و دمش هستند. Γ_s و $\Gamma_p=\frac{S_D}{S_T}$، ضریب هم‌پوشانی سیگنال و پمپ در مد اصلی فیبر و S_D و S_T به ترتیب سطح مقطع مغزی و غلاف هستند. τ، طول عمر تراز پایدار، α_p و α_s ضریب تلفات انتشاری، شامل تلفات زمینه و پراکندگی در طول موج‌های پمپ و سیگنال و N_T، چگالی آلاینده بر حسب $\mathrm{ion/m^3}$ است. چگالی آلاینده در تراز تحریکی N_2 در طول z، از فیبر از رابطه زیر به‌دست می‌آید [۳]:

$$N_2(z)=\frac{\left(\frac{(P_p(z))\sigma_a^p\Gamma_p\lambda_p}{hcA}+\frac{(P_s(z))\sigma_a^s\Gamma_s\lambda_s}{hcA}\right)N_T}{\frac{P_p(z)(\sigma_a^p+\sigma_e^p)\Gamma_p\lambda_p}{hcA}+\frac{P_s(z)(\sigma_a^s+\sigma_e^s)\Gamma_s\lambda_s}{hcA}+\frac{1}{\tau}} \quad (۳)$$

که در آن τ، h و c به‌ترتیب طول عمر تراز پایدار، ثابت پلانک و سرعت نور است، λ_s و λ_p بسامد در طول‌موج-های سیگنال و دمش و A مساحت مغزی فیبر است. توزیع آلاینده در مغزی یکنواخت فرض شده و از اثرات گسیل خودبه‌خودی تقویت شده صرف‌نظر می‌شود.

۲-۲- معادلات توزیع دما در محیط فیبری

با صرف‌نظر از انتشار گرما در طول فیبر و راستای شعاعی، تغییرات حرارتی در مختصات استوانه‌ای در داخل فیبر دو

[۱] Top Hat Profile

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

غلافه از رابطه زیر به‌دست می‌آید [۴]:

$$\nabla(-K\nabla T)=Q(z), \qquad (۴)$$

که برای نواحی مختلف معادله انتشار گرما به‌صورت زیر خواهد بود:

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial T_{core}(r)}{\partial r}\right)=-\frac{Q(z)}{K_1}, \qquad (0\le r\le a) \qquad (۵)$$

و برای ناحیه غلاف داریم:

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial T_{clads}(r)}{\partial r}\right)=0 \qquad ,(a\le r\le c) \qquad (۶)$$

در عبات فوق r، مختصه شعاعی فیبر، K_1، ضریب هدایت گرمایی در محیط (شیشه)، T_{core} و T_{clads}، به‌ترتیب دما در ناحیه مغزی و غلاف‌ها است. $Q(z)$، گرمای تولید شده در محیط بهره، منبع گرمای تولید شده در فیبر معمولاً به دلیل نقص‌های کوانتمی و پراکندگی در ناحیه آلاییده فیبر در نظر گرفته و در مقالات مختلف مقدار تقریبی آن بسته به نوع محیط فعال و سایر شرایط متفاوت در نظر گرفته می‌شود [۵ و ۶] و مقدار آن از رابطه زیر به‌دست می‌آید [۱]:

$$Q(z)=\frac{\alpha P_{abs}(z)}{\pi a^2}(1-S) \qquad (۷)$$

که در آن ، $\alpha=\alpha_s(x)+\alpha_p$، که در آن α_p تلفات در طول موج دمش و $\alpha_s(x)$، ضریب پراکندگی است. S، ضریب بهره کوانتمی است که مقدار آن λ_p/λ_s و $P_{abs}(z)$ توان جذب شده در فیبر است که برای یک تقویت کننده $P_{abs}(z)=P_p(z)$ در نظر گرفته می‌شود [۱]. با فرض آنکه اتصال بین ناحیه غلاف و مغزی کامل باشد آنگاه طبق شرایط مرزی دما و مشتق آن در مرزها پیوسته است، بنابراین شرایط مرزی در مرکز فیبر به‌صورت زیر است:

$$dT_{core}(r=0)/dr=0 \;\rightarrow T_{core}(r=0)=cte \qquad (۸)$$

شرایط مرزی در مرز بین غلاف اول و مغزی به‌صورت:

$$T_{core}(a)=T_{clad1}(a),\ K_1\frac{dT_{core}(r=a)}{dr}=K_2\frac{dT_{clad1}(r=a)}{dr} \qquad (۹)$$

شرایط مرزی در غلاف اول و دوم:

$$T_{clad1}(b)=T_{clad2}(b),K_2\frac{dT_{clad1}(r=b)}{dr}=K_3\frac{dT_{clad2}(r=b)}{dr} \qquad (۱۰)$$

با صرف‌نظر از مشخصات گرمایی پوشش نازک خارجی و تبادل گرمایی با محیط شرایط مرزی در انتهای غلاف دوم به‌صورت زیر خواهد بود:

$$K_3\frac{dT_{clad2}(r=c)}{dr}=h\left(T_c-T_{clad2}(r=c)\right) \qquad (۱۱)$$

در معادلات فوق h ضریب انتقال همرفت[۲]، K_1، K_2 و K_3، ضریب هدایت گرمایی در ناحیه، مغزی، غلاف اول و دوم است. حل معادلات (۶ - ۷) بر طبق شرایط مرزی (۸-۱۰) در نواحی مغزی و غلاف‌ها به‌صورت زیر خواهد بود:

$$T_{core}(r)=T_0+\frac{Q(z)r^2}{4K_1} \quad (0\le r\le a) \qquad (۱۲)$$

$$T_{clad1}(r)=T_0-\frac{Q(z)a^2}{4K_1}-\frac{Q(z)a^2}{2K_2}Ln\left(\frac{r}{a}\right)(a\le r\le b) \qquad (۱۳)$$

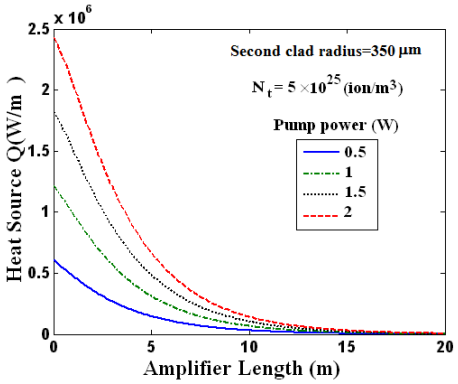
$$T_{clad2}(r)=T_0-\frac{Q(z)a^2}{4K_1}-\frac{Q(z)a^2}{2K_2}Ln\left(\frac{b}{a}\right)-\frac{Q(z)a^2}{2K_3}Ln\left(\frac{r}{b}\right) \qquad (b\le r\le c) \qquad (۱۴)$$

در معادلات (۱۳-۱۱) T_0، دمای مرکز فیبر به دمای محیطی که فیبر آن قرار گرفته، T_c وابسته بوده و از رابطه زیر به‌دست می‌آید:

$$T_0=T_c+\frac{Q(z)a^2}{2hc}+\frac{Q(z)a^2}{4K_1}+\frac{Q(z)a^2}{2K_2}Ln\left(\frac{b}{a}\right)+\frac{Q(z)a^2}{2K_3}Ln\left(\frac{c}{b}\right) \qquad (۱۵)$$

۳- نتایج شبیه سازی

در جدول (۱) مقادیر پارامترهای مورد استفاده در این شبیه سازی آمده است. با حل معادلات نرخ و قراردادن آن در معادلات (۱۲ تا ۱۴) تغییرات دمایی و انرژی ذخیره شده در هر نقطه از شعاع فیبر به‌دست می‌آید.



شکل ۲: تغییرات چگالی گرمایی ذخـــیره شده در تقویت‌کننده فیبری بر حسب طول تقویت کننده برای توان‌های پمپ مختلف.

همان‌طورکه از شکل (۲) مشاهده می‌شود، با افزایش توان

[۲] Convective Heat Transfer

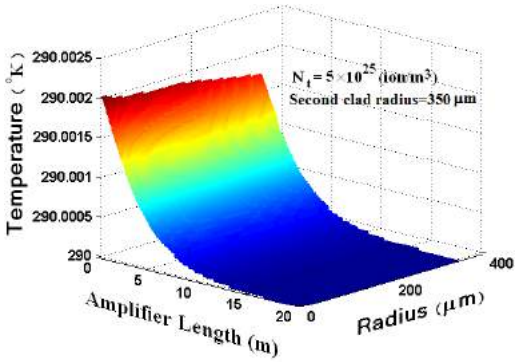
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

پمپ ورودی مقدار گرما در ابتدای فیبر افزایش می‌یابد. در این شکل مشاهده می‌شود در طـــــول بیش از ۱۵ متر عملاً حرارتی وجود ندارد، دلیلی این حالت اشباع فیبر به دلیل توان پمپ و سیگنال بالا است.

جدول (۱): مقادیر پارامترهای مورد استفاده در شبیه سازی اثرات حرارتی در تقویت کننده فیبر ایتربیومی دو غلافه.

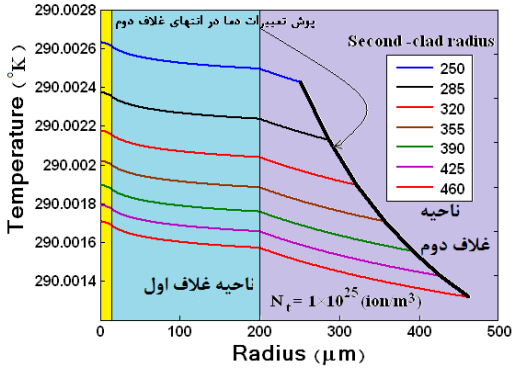
پارامتر	علامت	مقدار
شعاع مغزی	a	۱۵ μm
طول موج سیگنال	λ_s	۱۰۱۰ (nm)
طول موج پمپ	λ_p	۹۷۵ (nm)
طول عمر تراز پایدار	T	۰/۸۵ ms
تلفات در طول موج سیگنال	α_S	۵ dB/km
تلفات در طول موج پمپ	α_P	۶ dB/km
سطح مقطع جذب پمپ [۳]	σ_p^a	$۲/۵\times۱۰^{-۲۴}$ m^2
سطح مقطع گسیل پمپ [۳]	σ_p^e	$۲/۵\times۱۰^{-۲۴}$ m^2
سطح مقطع جذب سیگنال [۳]	σ_s^a	$۱/۴\times۱۰^{-۲۷}$ m^2
سطح مقطع گسیل سیگنال [۳]	σ_s^e	۲×۱۰^{-۲۵} m^2
توان پمپ ورودی	P_p	۱ W
توان سیگنال ورودی	P_s	۱۰۰ mW
دمای سطح فیبر	T_c	۲۹۰°C
هدایت گرمایی در مغزی	k_1	۱/۳۸
هدایت گرمایی در غلاف اول	K_2	۱/۳۹
هدایت گرمایی در غلاف دوم	K_3	۰/۲
شعاع غلاف اول	b	۲۰۰ μm

در شکل(۳)، تغییرات دما بر حسب طول انتشار تقویت کننده و برای فواصل (نقاط) مختلف از مرکز فیبر ترسیم شده است. همان‌طور که از شکل مشاهده می‌شود نقطه ورودی (z=0)، در مرکز فیبر بالاترین دما را دارد و با انتشار توان در فیبر و افت توان پمپ ورودی دما در طول فیبر کاهش می‌یابد.



شکل ۳: تغییرات دما بر حسب فاصله از مرکز فیبر و طول تقویت کننده فیبر اریتربیومی.

در شکل(۴)، تغییرات دما بر حسب فاصله از مرکز برای مقادیر مختلف اندازه غلاف دوم بر حسب فاصله از مرکز فیبر ترسیم شده است. هرچه اندازه مغزی دوم بیشتر باشد گرمای بیشتری از فیبر دفع شده و دمای مرکز آن کاهش می‌یابد. این کاهش دمای مرکز فیبر برای اختلاف اندازه غلاف دوم در حدود ۲۰۰ میکرون در حدود ۱ میلی درجه است.



شکل ۴: تغییرات دمای فیبر در تقویت کننده فیبر دو غلافه ایتربیومی بر حسب فاصله از مرکز برای مقادیر مختلف اندازه غلاف دوم.

نتیجه‌گیری

در این مقاله معادلات توزیع گرما در تقویت کننده فیبر ایتربیومی دو غلافه توان بالا با فرض انتقال رسانشی گرما و مقادیر مختلف ضریب رسانندگی گرمایی برای سه ناحیه مختلف مغزی و غلاف اول و دوم تشرح شد. محاسبات نشان می‌دهد توزیع گرما در ابتدای تقویت‌کننده فیبری بیشینه است و با افزایش طول فیبر کاهش می‌یابد. همچنین توزیع چگالی حرارتی به توان دمش ورودی وابسته است. شبیه سازی نشان می‌دهد که بزرگ بودن اندازه غلاف باعث انتشار سریعتر گرما از مغزی شده و دمای مرکز فیبر بطور نسبی کاهش می‌یابد.

مراجع

[۱] M. Abouricha, A. Boulezhar, N. Habiballah, “The Comparative Study of the Temperature Distribution of Fiber Laser with Different Pump Schemes”, Open J. Metal, Vol. 3, pp. 64-71, 2013.

[۲] جی. پی. هولمن، "انتقال گرما"، انتشار مرکز نشر دانشگاهی، ۱۳۷۸.

[۳] مریم کریمی، "طراحی و تحلیل تقویت‌کننده فیبر حفره‌دار ایتربیومی با ساختار لانه زنبوری"، کنفرانس فیزیک ایران، ۱۳۹۴، دانشگاه فردوسی مشهد.

[4] M. Abouricha, A. Boulezhar, N. Habiballah, “The Comparative Study of the Temperature Distribution of Fiber Laser with Different Pump Schemes”, Open J. Metal, Vol. 3, pp. 64-71, 2013.

[5] M. André Lapointe, S. Chatigny, M. Piché, M. C. Skaff, J. N. Maran, “Thermal effects in HIGH power cw fiber lasers”, Proceedings Vol. 7195, Fiber Lasers VI: Technology, Systems, and Applications; 71951U, 2009.

[6] J. Li , Y. Chen, M. Chen, H. Chen, X. Jin, Y. Yang, Z. Dai, Y. Liu, “Theoretical analysis and heat dissipation of mid-infrared chalcogenide fiber Raman laser”, Opt. Commun., Vol. 284, pp. 1278-1283, 2011.

[7] H. M. Pask, Robert J. Carman, David C. Hanna, Anne C. Tropper, Colin J. Mackechnie, Paul R. Barber, and Judith M. Dawes, “Ytterbium-Doped Silica Fiber Lasers: Versatile Sources for the 1-1.2 pm Region”, IEEE. J. of Quant. Electron. Vol. 1, pp. 2-13, 1995.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

تلاقی یک سامانه دوکیوبیتی در حضور یک میدان کلاسیکی در یک محیط مشترک

ساره گل‌کار، محمد کاظم توسلی

گروه اتمی و مولکولی، دانشکده فیزیک، دانشگاه یزد

چکیده - در این مقاله دینامیک درهم‌تنیدگی یک سامانه کوانتومی متشکل از دو کیوبیت در برهم‌کنش با یک میدان کوانتیده و هم‌چنین یک میدان کلاسیکی اعمالی را در یک محیط مشترک در دمای صفر بررسی می‌کنیم. نشان خواهیم داد که در رژیم جفت‌شدگی قوی، با اعمال میدان کلاسیکی میزان درهم‌تنیدگی سامانه در حضور نامیزانی و با کنترل بسامد رابی افزایش می‌یابد. هم‌چنین، ملاحظه خواهیم کرد که حفظ درهم‌تنیدگی در رژیم جفت‌شدگی قوی نسبت به رژیم جفت‌شدگی ضعیف در حضور میدان کلاسیکی به طور چشم‌گیری بیشتر است.

کلید واژه- درهم‌تنیدگی، بسامد رابی، رژیم جفت‌شدگی قوی و ضعیف، تلاقی.

Concurrence of a two-qubit system in the presence of a driven classical field in a common reservoir

S. Golkar, M. K. Tavassoly

Atomic and Molecular Group, Faculty of Physics, Yazd University

Abstract- In this paper, we consider the dynamics of two-qubit entanglement where each qubit interacts with a quantized as well as a classical driving field that is coupled with a common reservoir at zero temperature. In the strong coupling regime, by applying the classical driving field the amount of entanglement of the system can be increased in the off-resonance condition and by controlling the classical field (the Rabi frequency). Also, the results show that entanglement preservation in the strong coupling regime is more visible than in the weak coupling regime.

Keywords: Entanglement, Rabi frequency, Strong and weak coupling regimes, Concurrence.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

درهم‌تنیدگی کوانتومی نقش مهمی در نظریه اطلاعات کوانتومی و ارتباطات کوانتومی [۱] ایفا می‌کند، اما متاسفانه به علت برهم‌کنش گریزناپذیر بین یک سامانه کوانتومی واقعی و محیط اطراف آن میزان درهم‌تنیدگی در برخی موارد کاهش می‌یابد [۲]. در این سامانه‌ها نگهداری درهم‌تنیدگی کوانتومی برای مدت زمان طولانی در سامانه‌های فیزیکی یک مسأله مهم در کاربردهای نظریه اطلاعات کوانتومی است. دینامیک سامانه‌های کوانتومی باز به نوع محیطی که با سامانه برهم‌کنش می‌کند بستگی دارد. در رژیم مارکوفی (رژیم جفت‌شدگی ضعیف) رفتار درهم‌تنیدگی الزاماً یک رفتار نمایی است و درهم‌تنیدگی بین دو کیوبیت با گذشت زمان کاهش می‌یابد [۳]، در حالی‌که در رژیم غیرمارکوفی (رژیم جفت‌شدگی قوی) به خاطر حافظه طولانی مدت محیط، احیاء درهم‌تنیدگی منجر به حفظ درهم‌تنیدگی می‌شود [۴]. اخیراً طرح‌واره‌های متعددی به منظور حفظ درهم‌تنیدگی معرفی شده است [۶، ۵]. در این مقاله با در نظر گرفتن یک سامانه دوکیوبیتی در یک محیط مشترک در دمای صفر با اعمال میدان کلاسیکی به بررسی دینامیک درهم‌تنیدگی در دو رژیم گفته شده و حفظ درهم‌تنیدگی در آنها می‌پردازیم.

۲- مدل و معادلات اساسی

در این بخش دو کیوبیت درون یک منبع مشترک را در نظر می‌گیریم که تحت اعمال میدان کلاسیکی با بسامد ω_L قرار گرفته‌اند. با فرض اینکه از برهم‌کنش دوقطبی-دوقطبی بین دو کیوبیت صرف‌نظر شود، هامیلتونی کلی سامانه به صورت زیر نوشته می‌شود [۷]:

$$H=\frac{\omega_0}{2}(\sigma_z^A+\sigma_z^B)+\sum_k\omega_k a_k^\dagger a_k+\Omega e^{-i\omega_L t}(\sigma_+^A+\sigma_+^B) \quad (۱)$$
$$+\Omega e^{i\omega_L t}(\sigma_-^A+\sigma_-^B)+\sum_k g_k a_k(\alpha_1\sigma_+^A+\alpha_2\sigma_+^B)+\text{H.C.}$$

در رابطه بالا، Ω بسامد رابی، ω_0 بسامد کیوبیت و $\sigma_z,\sigma_+,\sigma_-$ به ترتیب عملگرهای وارونی، بالابر و پایین‌بر اتمی. a_k و $a_k^\dagger$ عملگرهای نابودی و آفرینش مد kام میدان با بسامد ω_k و g_k ثابت جفت‌شدگی بین کیوبیت و مد kام میدان است. از آنجا که دو کیوبیت A و B در مکان‌های متفاوتی نسبت به مرکز کاواک هستند هر یک از آن‌ها مقادیر مختلفی از میدان کاواک را تجربه می‌کنند لذا کمیت حقیقی بدون بعد α_j، $j=1,2$ که وابسته به مکان نسبی کیوبیت درون کاواک است را معرفی می‌کنیم. از آنجا که تبدیل یکانی، ویژه‌مقادیر سامانه را تغییر نمی‌دهد در چارچوب مرجع چرخان با تبدیل یکانی $U(t)=e^{-i\omega_L(\sigma_z^A+\sigma_z^B)t/2}$ هامیلتونی مؤثر به صورت زیر به دست می‌آید:

$$H_{\text{eff}}=U^+(t)HU(t)-iU^+(t)\frac{\partial U(t)}{\partial t} \quad (۲)$$
$$=H_{\text{eff}}^1+H_{\text{eff}}^2$$

به طوری که:

$$H_{\text{eff}}^1=\frac{\delta}{2}(\sigma_z^A+\sigma_z^B)+\Omega(\sigma_x^A+\sigma_x^B) \quad (۳)$$
$$H_{\text{eff}}^2=\sum_k\omega_k a_k^+a_k+[\sum_k g_k\alpha_k(\alpha_1\sigma_+^A+\alpha_2\sigma_+^B)e^{i\omega_L t}+H.C.]$$

و $\delta=\omega_0-\omega_L$. هامیلتونی H_{eff}^1 با قطری‌کردن به صورت $\frac{\omega_1}{2}(\tilde\sigma_z^A+\tilde\sigma_z^B)$ ساده می‌شود که $\omega_1=\sqrt{\delta^2+4\Omega^2}$ و $\tilde\sigma_z^{A,B}=|1\rangle_j\langle 1|-|0\rangle_j\langle 0|,(j=1,2)$، در پایه‌های جدید هستند که $|1\rangle$ و $|0\rangle$ حالت‌های پوشیده‌ای هستند که به صورت زیر تعریف شده‌اند:

$$|1\rangle_j=\cos\frac{\theta}{2}|e\rangle_j+\sin\frac{\theta}{2}|g\rangle_j \quad (۴)$$
$$|0\rangle_j=-\sin\frac{\theta}{2}|e\rangle_j+\cos\frac{\theta}{2}|g\rangle_j,\ j=1,2$$

که در آن $\theta=\arctan(2\Omega/\delta)$. در نهایت، با نوشتن هامیلتونی H_{eff}^2 در پایه‌های جدید و اعمال تقریب موج چرخان، هامیلتونی مؤثر سامانه در پایه‌های جدید به شکل زیر داده می‌شود:

$$H'_{\text{eff}}=\frac{\omega_1}{2}(\tilde\sigma_z^A+\tilde\sigma_z^B)+\sum_k\omega_k a_k^\dagger a_k+ \quad (۵)$$
$$\cos^2(\frac{\theta}{2})[\sum_k g_k a_k(\alpha_1\tilde\sigma_+^A+\alpha_2\tilde\sigma_+^B)e^{i\omega_L t}+\text{H.c.}]$$

با در نظر گرفتن یک برانگیختگی در کل سامانه، حالت اولیه را می‌توان به شکل زیر توصیف کرد:

$$|\psi(0)\rangle=(c_1(0)|1\rangle_1|0\rangle_2+c_2(0)|0\rangle_1|1\rangle_2)|0_k\rangle_R \quad (۶)$$

لذا بردار حالت کل در زمان t به صورت زیر بیان می‌شود:

$$|\psi(t)\rangle=(c_1(t)|1\rangle_1|0\rangle_2+c_2(t)|0\rangle_1|1\rangle_2)|0_k\rangle_R+\sum_k c_k(t)|0\rangle_1|0\rangle_2|1_k\rangle_R \quad (۷)$$

که حالت $|1_k\rangle_R$، حالت خلا منبع و حالت $|0_k\rangle_R$ مربوط به حالتی از منبع با یک برانگیختگی در مد kام است. اکنون با حل معادله شرودینگر وابسته به زمان، به معادلات جفت شده زیر می‌رسیم:

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

$$\dot{c}_1(t) = -\cos^4\frac{\theta}{2}\int_0^t dt_1 f(t-t_1)[\alpha_1^2 c_1(t_1) + \alpha_1\alpha_2 c_2(t_1)], \quad (۸)$$
$$\dot{c}_2(t) = -\cos^4\frac{\theta}{2}\int_0^t dt_1 f(t-t_1)[\alpha_1\alpha_2 c_1(t_1) + \alpha_2^2 c_2(t_1)],$$

تابع هم‌بستگی $f(t-t_1)$ مربوط به چگالی طیفی $J(\omega)$ است که به صورت زیر بیان می‌شود:

$$f(t-t_1) = \int d\omega J(\omega)\exp[i(\omega_L+\omega_1-\omega)(t-t_1)]. \quad (۹)$$

با انتخاب تابع توزیع چگالی طیفی به شکل لورنتسی [۸]:

$$J(\omega) = \frac{1}{2\pi}.\frac{\gamma_0\lambda^2}{(\omega_0-\omega-\Delta)^2+\lambda^2} \quad (۱۰)$$

شکل دقیق $c_1(t)$ و $c_2(t)$ مشخص می‌گردد. در اینجا ω_0 بسامد گذار اتمی، Δ نامیزانی بین بسامد اتمی و بسامد مرکزی میدان، پارامتر λ پهنای توزیع لورنتسی و γ_0 مربوط به واپاشی اتم برانگیخته در حد مارکوفی است. به طور کلی دو رژیم جفت‌شدگی ضعیف و قوی وجود دارد، در رژیم جفت‌شدگی ضعیف، $\gamma_0 < \frac{\lambda}{2}$ و زمان واهلش از زمان هم‌بستگی محیط بزرگتر است و رفتار سامانه مارکوفی نمایی است. اما در رژیم جفت‌شدگی قوی، $\gamma_0 > \frac{\lambda}{2}$ و زمان هم‌بستگی محیط از زمان واهلش بزرگتر بوده و رفتار سامانه لزوماً یک رفتار غیرمارکوفی است بنابراین اثرات غیرمارکوفی مانند احیا و نوسانات درهم‌تنیدگی غالب می‌شوند که این به دلیل حافظه طولانی مدت محیط است.

با استفاده از تبدیلات لاپلاس، دامنه‌های احتمال $c_1(t)$ و $c_2(t)$ به صورت زیر محاسبه می‌گردد:

$$c_1(t) = r_2^2 c_1(0) - r_1 r_2 c_2(0) + (r_1^2 c_1(0) + r_1 r_2 c_2(0))\xi(t) \quad (۱۱)$$
$$c_2(t) = r_1^2 c_2(0) - r_1 r_2 c_1(0) + (r_2^2 c_2(0) + r_1 r_2 c_1(0))\xi(t)$$

که $r_j = \frac{\alpha_j}{\sqrt{\alpha_1^2+\alpha_2^2}}, j=1,2$ پارامترهای جفت‌شدگی نسبی با $r_1^2 + r_2^2 = 1$ هستند و از تعاریف زیر بهره جسته‌ایم:

$$\xi(t) = e^{\frac{-(\mu-i\Delta)t}{2}}[\cosh(\frac{\varepsilon t}{2}) + \frac{\mu-i\Delta}{\varepsilon}\sinh(\frac{\varepsilon t}{2})], \quad (۱۲)$$
$$\varepsilon = \sqrt{(\mu-i\Delta)^2 - \frac{\gamma_0\lambda(\alpha_1^2+\alpha_2^2)}{2}(1+\cos\theta)^2}, \mu = \lambda + i\delta - i\omega_1$$

۳- دینامیک درهم‌تنیدگی

برای تعیین میزان درهم‌تنیدگی از معیار تلاقی [۹] استفاده می‌کنیم. تلاقی بین صفر (وقتی که حالت دو کیوبیت جداپذیر باشد) و یک (وقتی که کیوبیت‌ها کاملاً درهم‌تنیده باشند) تغییر می‌کند که به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$C(t) = \max\{0, \sqrt{\lambda_1} - \sqrt{\lambda_2} - \sqrt{\lambda_3} - \sqrt{\lambda_4}\}, \quad (۱۳)$$

که $\lambda_i (i=1,2,3,4)$ ویژه‌مقادیر به ترتیب نزولی ماتریس هرمیتی $\rho(\sigma_y\otimes\sigma_y)\rho^*(\sigma_y\otimes\sigma_y)$ هستند که ρ^* همیوغ مختلط ρ است. با داشتن تابع‌موج کلی سامانه، می‌توان با گرفتن رد روی درجات آزادی محیط، ماتریس کاهش‌یافته اتمی را در پایه‌های $\{|1\rangle_1|1\rangle_2, |1\rangle_1|0\rangle_2, |0\rangle_1|1\rangle_2, |0\rangle_1|0\rangle_2\}$ در زمان t به دست آورد:

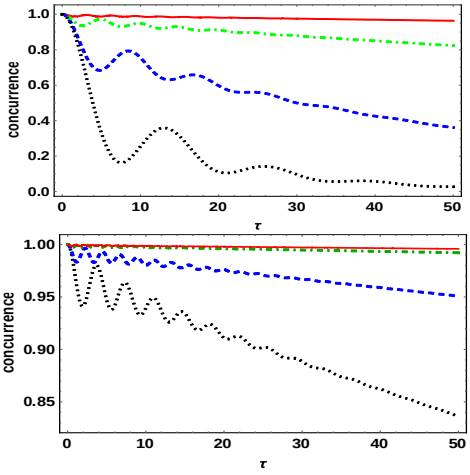
$$\rho(t) = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & |c_1(t)|^2 & c_1(t)c_2^*(t) & 0 \\ 0 & c_1^*(t)c_2(t) & |c_2(t)|^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1-|c_1(t)|^2-|c_2(t)|^2 \end{pmatrix} \quad (۱۴)$$

پس از انجام محاسبات، تلاقی این سامانه توصیف شده به صورت زیر به دست می‌آید:

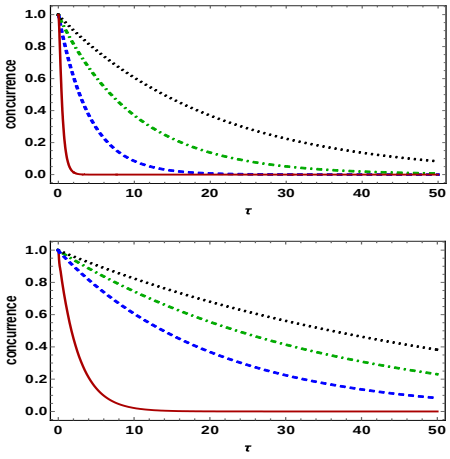
$$C(t) = 2\left|c_1(t)c_2^*(t)\right| \quad (۱۵)$$

با توجه به معادلات $c_1(t)$ و $c_2(t)$، دینامیک درهم‌تنیدگی سامانه مورد بررسی را در محیط مارکوفی و غیر‌مارکوفی با فرض $r_1 = r_2 = \frac{1}{\sqrt{2}}$ در حضور نامیزانی بررسی می‌کنیم. در شکل ۱ میزان درهم‌تنیدگی را توسط کمیت تلاقی در حضور میدان کلاسیکی و به ازای پارامترهای مختلفی از بسامد رابی رسم نموده‌ایم. نمودار بالایی در حالت تشدید و نمودار پایینی در شرایط غیرتشدید در محیط غیرمارکوفی رسم شده است. نتایج ارائه شده در شکل ۱، حاکی از آن است که با افزایش نامیزانی و بسامد رابی میزان تلاقی بیشتر شده و به دلیل حافظه طولانی مدت محیط غیرمارکوفی تلاقی سامانه دوکیوبیتی به بیشینه مقدار خود (یک) رسیده است و غیرمارکوفی بودن محیط منجر به نوسانات درهم‌تنیدگی و احیای آن شده است. در شکل ۲، تلاقی سامانه برحسب $\tau = \gamma_0 t$ در حالت تشدید و غیرتشدید و در محیط مارکوفی (رژیم جفت‌شدگی ضعیف) رسم شده است. در این شکل مشاهده می‌کنیم که مارکوفی بودن محیط منجر به میرایی تلاقی به صورت نمایی می‌شود و در نهایت به حالت‌های غیردرهم‌تنیده می‌رسیم. هم‌چنین در می‌یابیم که با افزایش بسامد رابی و پارامتر نامیزانی میزان نگهداری درهم‌تنیدگی هم افزایش می‌یابد.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

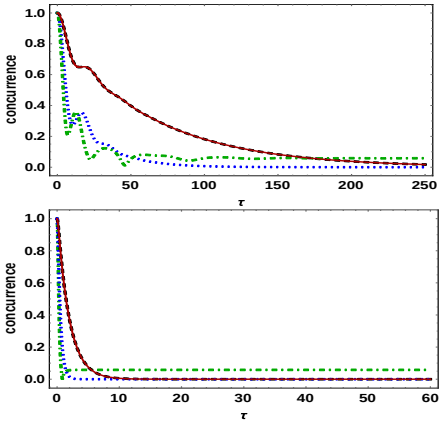


شکل۱: کمیت تلاقی برحسب $\tau=\gamma_0 t$ در محیط مشترک برای بسامدهای رابی متفاوت به ازای $\Delta=0$ (شکل بالا) و به ازای $\Delta=\gamma_0$ (شکل پایین). $\Omega=0$ (خط‌پیوسته)، $\Omega=0.1\gamma_0$ (خط‌چین)، $\Omega=\gamma_0$ (نقطه-خط) و $\Omega=3\gamma_0$ (نقطه‌چین) در یک محیط غیر-مارکوفی $\lambda=0.1\gamma_0$ با فرض $c_1(0)=c_2(0)=1/\sqrt{2}$.



شکل ۲: کمیت تلاقی برحسب $\tau=\gamma_0 t$ در محیط مشترک برای بسامدهای رابی متفاوت به ازای $\Delta=0$ (شکل بالا) و به ازای $\Delta=20\gamma_0$ (شکل پایین). $\Omega=0$ (خط‌پیوسته)، $\Omega=5\gamma_0$ (خط‌چین)، $\Omega=10\gamma_0$ (نقطه-خط) و $\Omega=15\gamma_0$ (نقطه‌چین) در یک محیط مارکوفی $\lambda=10\gamma_0$ با فرض $c_1(0)=c_2(0)=1/\sqrt{2}$.

با مقایسه شکل ۱ و ۲ مشاهده می‌کنیم که حفظ درهم-تنیدگی در محیط غیرمارکوفی از محیط مارکوفی بیشتر است. در شکل ۳، میزان درهم‌تنیدگی را توسط کمیت تلاقی در دو رژیم جفت‌شدگی قوی و ضعیف با در نظر گرفتن مقادیر مختلفی از پارامتر جفت‌شدگی نسبی $r_1\neq r_2$ رسم نموده‌ایم. $r_1=0$ و $r_1=1$ هر دو نشان‌دهنده حالتی هستند که فقط یک کیوبیت با منبع برهم‌کنش کرده است و با در نظرگرفتن $r_1=1/\sqrt{2}$، هر دو کیوبیت به صورت متقارن با منبع جفت شده‌اند و همچنین به ازای $r_1=\sqrt{3}/2$ هر دو کیوبیت با مقادیر مختلفی از r_1 و r_2 با منبع برهم‌کنش می‌کنند. از نمودار رسم شده مشاهده می‌کنیم که با انتخاب پارامتر جفت‌شدگی $r_1=0,1,1/\sqrt{2}$، میزان تلاقی سامانه بعد از گذشت زمان کاهش می‌یابد و در انتها به صفر می‌رسد و درهم‌تنیدگی سامانه از بین خواهد رفت. از طرف دیگر به ازای $r_1=\sqrt{3}/2$، مشاهده می‌کنیم که تلاقی به مقدار پایای غیرصفر $C(t)\approx 0.058$ کاهش می‌یابد و درهم‌تنیدگی به صفر نمی‌رسد.



شکل ۳: کمیت تلاقی برحسب $\tau=\gamma_0 t$ به ازای $\Delta=0$ و $\Omega=0.1\gamma_0$، در محیط غیرمارکوفی (شکل بالا) و محیط مارکوفی (شکل پایین). $r_1=0$ (خط‌پیوسته)، $r_1=1$ (خط‌چین)، $r_1=\sqrt{3}/2$ (نقطه-خط) و $r_1=1/\sqrt{2}$ (نقطه‌چین).

۴- نتیجه‌گیری

در این مقاله دینامیک درهم‌تنیدگی یک سامانه دو-کیوبیتی در یک محیط مشترک را بررسی کرده‌ایم. از نمودارهای رسم شده مشاهده کردیم که در محیط غیر-مارکوفی حفظ درهم‌تنیدگی نسبت به محیط مارکوفی بیشتر بوده و با اعمال میدان کلاسیکی و در حضور نامیزانی، با افزایش بسامد رابی میزان افزایش درهم-تنیدگی نیز بیشتر شده است. هم‌چنین، حفظ درهم-تنیدگی در مدت زمان طولانی‌تری تضمین می‌شود.

مراجع

[1] M. A. Nielsen, I. L. Chuang; "*Quantum Computation and Quantum Information*"; (Cambridge University Press, 2000).
[2] T. Yu and J. Eberly, Phys. Rev. Lett. **93** 140404 (2004).
[3] C. Gardiner, P. Zoller; "*Quantum Noise"* (1999).
[4] B. Bellomo, R. L. Franco, and G. Compagno, Phys. Rev. Lett. **99**, 160502 (2007).
[5] X. Xiao, M.-F. Fang, Y.-L. Li, K. Zeng, C. Wu, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **42** 235502 (2009).
[6] S. Maniscalco, F. Francica, R. L. Zaffino, N. L. Gullo, and F. Plastina, Phys. Rev. Lett. **100**, 090503 (2008).
[7] P. Haikka and S. Maniscalco, Phys. Rev. A **81** 052103 (2010).
[8] H.-P. Breuer and F. Petruccione; "*The Theory of Open Quantum Systems*", (New York: Oxford University Press, 2002).
[9] W. K. Wootters, Phys. Rev. Lett. **80**, 2245 (1998).

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

تاثیر حرکت اتم در حفظ درهم‌تنیدگی دو اتم دوترازی در یک محیط غیرمارکوفی

ساره گل‌کار، محمد کاظم توسلی

گروه اتمی و مولکولی، دانشکده فیزیک، دانشگاه یزد

چکیده – در این مقاله دینامیک درهم‌تنیدگی دو اتم دوترازی در حال حرکت با در نظر گرفتن برهم‌کنش دوقطبی-دوقطبی در یک محیط غیرمارکوفی مشترک را بررسی می‌کنیم. نتایج نشان می‌دهند که در حضور برهم‌کنش دوقطبی-دوقطبی با انتخاب مناسب حالت اولیه اتم‌ها، امکان حفظ درهم‌تنیدگی فراهم می‌شود. هم‌چنین مشاهده می‌کنیم که حرکت اتمی در غیاب برهم‌کنش دوقطبی-دوقطبی منجر به حفظ درهم‌تنیدگی در مدت زمان طولانی می‌شود.

کلید واژه- غیرمارکوفی، برهم‌کنش دوقطبی-دوقطبی، چگالی طیفی، تلاقی.

The effect of atomic motion on the entanglement protection of two two-level atoms in a non-Markovian environment

S. Golkar, M. K. Tavassoly

Atomic and Molecular Group, Faculty of Physics, Yazd University

Abstract- In this paper, we consider the entanglement dynamics of two moving two-level atoms accompanied by dipole-dipole interaction within a common non-Markovian environment. The results show that, in the presence of dipole-dipole interaction by appropriately choosing the initial states of atoms, entanglement may be protected. Also, we find that atomic motion in the absence of dipole-dipole interaction leads to entanglement preservation in a long time.

Keywords: Non-Markovian, Dipole-dipole interaction, Spectral density, Concurrence.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

یک سامانه واقعی به طور اجتناب‌ناپذیری با محیط اطراف خود برهم‌کنش دارد به نحوی که منجر به از دست رفتن اطلاعات ذخیره شده در سامانه می‌شود [۱]. در صورتی که سامانه مورد نظر درون یک محیط مارکوفی قرار گرفته باشد کاهش درهم‌تنیدگی (واهمدوسی) به شکل میرایی نمایی است [۲] هم‌چنین سامانه فیزیکی ممکن است درون یک محیط غیرمارکوفی باشد. در این صورت، محیط قسمتی از اطلاعات را به سامانه برمی‌گرداند و حافظه طولانی مدت محیط منجر به احیای درهم‌تنیدگی می‌شود [۳]. امروزه به دلیل اهمیت روزافزون درهم‌تنیدگی، ایده-های مختلفی برای حفظ درهم‌تنیدگی مطرح شده است [۵، ۴]. در این مقاله به بررسی یک سامانه دوکیوبیتی در حال حرکت درون یک محیط مشترک غیرمارکوفی همراه با برهم‌کنش دوقطبی-دوقطبی می‌پردازیم.

۲- مدل

فرض می‌کنیم که دو کیوبیت مشابه A و B (دو اتم دو-ترازی) با یک محیط مشترک بوزونی در دمای صفر درجه برهم‌کنش می‌کنند. با در نظر گرفتن برهم‌کنش دوقطبی-دوقطبی هامیلتونی کلی این سامانه فیزیکی در تقریب موج چرخان را به صورت زیر معرفی می‌کنیم:

$$\begin{aligned} &H = H_0 + H_{\rm int} + H_{dd},\\ &H_0 = \omega_0(\sigma_+^A\sigma_-^A + \sigma_+^B\sigma_-^B) + \sum_k \omega_k a_k^\dagger a_k,\\ &H_{\rm int} = (\alpha_1\sigma_+^A + \alpha_2\sigma_+^B)\sum_k g_k f_k(z) a_k + \text{H.C},\\ &\text{H}_{\rm dd} = \ K(\sigma_+^A\sigma_-^B + \sigma_+^B\sigma_-^A), \end{aligned} \qquad (۱)$$

که در آن ω_0 بسامد گذار دو کیوبیت، $\sigma_\pm^{A,B}$ عملگرهای بالابر و پایین‌بر کیوبیت‌های A و B هستند. $a_k, a_k^\dagger$ عملگرهای بوزونی نابودی و آفرینش مد kام منبع با بسامد ω_k و g_k ثابت جفت‌شدگی بین کیوبیت و مد kام منبع، α_1, α_2 ثابت‌های حقیقی بدون بعد هستند که قدرت برهم‌کنش هر کیوبیت را با مد منبع اندازه‌گیری می‌کنند [۶] و $f_k(z)$ بیانگر حرکت کیوبیت است [۷]. هم‌چنین $K = r_{12}^{-3}[\vec{\rm d}_1.\vec{\rm d}_2 - 3(\vec{\rm d}_1.\vec{r}_{12})(\vec{\rm d}_2.\vec{r}_{12})/{\rm r}_{12}^2]$ ثابت برهم-کنش دوقطبی-دوقطبی است که در آن $\vec{\rm d}_1(\vec{\rm d}_2)$ دوقطبی لحظه‌ای کیوبیت A(B) و پارامتر $\vec{r}_{12} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2$ موقعیت نسبی دو کیوبیت را نشان می‌دهد. حال فرض می‌کنیم که حالت اولیه سامانه با داشتن یک برانگیختگی در کل سامانه به صورت زیر باشد:

$$|\psi(0)\rangle = (c_1(0)|1\rangle_1|0\rangle_2 + c_2(0)|0\rangle_1|1\rangle_2)|0_k\rangle_R \qquad (۲)$$

که در آن $|0_k\rangle_R$ حالت خلا مد kام منبع و $|0\rangle_j, |1\rangle_j\ (j=1,2)$ حالت‌های پایه و برانگیخته کیوبیت‌ها است. با توجه به فرض تک‌برانگیختگی، حالت کوانتومی سامانه در زمان t را می‌توان به صورت زیر در نظر گرفت:

$$|\psi(\text{t})\rangle = (c_1(t)|1\rangle_1|0\rangle_2 + c_2(t)|0\rangle_1|1\rangle_2)|0_k\rangle_R + \sum_k c_k(t)|0\rangle_1|0\rangle_2|1_k\rangle_R \qquad (۳)$$

که $|1_k\rangle_R$ حالت منبع با یک فوتون در مد kام است. اگر حرکت کیوبیت‌ها در راستای محور z باشد، تابع مد میدان منبع را به صورت $f_k(v\text{t})$ در نظر می‌گیریم که v سرعت کیوبیت است. برای مدهای $TEM_{\rm mnp}$ شکل این توابع به صورت زیر معرفی شده است [۷].

$$f_k(v\text{t}) = \sin(p_k\pi v t/L) \qquad (۴)$$

که در آن p_k تعداد نصف طول‌موج در مد kام میدان درون یک کاواک به طول L است. با در نظر گرفتن سرعت کیوبیت به صورت $v = g_k L/\pi$ و با فرض اینکه $p_1 = p_2 = ... = p_k \equiv p$ باشد، در نتیجه $f_k(z) = \sin(pg_k t)$. اکنون با استفاده از معادله شرودینگر وابسته به زمان $(i\hbar|\dot{\psi}(\text{t})\rangle = H|\psi(t)\rangle)$ به معادلات جفت شده زیر می‌رسیم:

$$i\dot{c}_1(t) = \alpha_1\sum_k g_k f_k(z)c_k(t)e^{-i(\omega_k-\omega_0)\text{t}} + Kc_2(t) \qquad (۵)$$

$$i\dot{c}_2(t) = \alpha_2\sum_k g_k f_k(z)c_k(t)e^{-i(\omega_k-\omega_0)\text{t}} + Kc_1(t) \qquad (۶)$$

$$i\dot{c}_k(t) = g_k^* f_k(z)c_k(t)e^{i(\omega_k-\omega_0)\text{t}} + [\alpha_1 c_1(t) + \alpha_2 c_2(t)] \qquad (۷)$$

با انتگرال‌گیری از معادله (۷) و جایگذاری $c_k(t)$ در معادلات (۵) و (۶)، به معادلات انتگرالی برای دامنه‌های $c_1(t)$ و $c_2(t)$ می‌رسیم:

$$\begin{aligned} &\dot{c}_1(\text{t}) = -\int_0^t dt_1 f(t-t_1)\alpha_1[\alpha_1 c_1(t_1) + \alpha_2 c_2(t_1)] - \text{iK}c_2(\text{t}),\\ &\dot{c}_2(\text{t}) = -\int_0^t dt_1 f(t-t_1)\alpha_2[\alpha_1 c_1(t_1) + \alpha_2 c_2(t_1)] - \text{iK}c_1(\text{t}), \end{aligned} \qquad (۸)$$

که در آن تابع هم‌بستگی $f(t-t_1)$ به صورت زیر در نظر گرفته شده است:

$$f(t-t_1) = \int d\omega_k\, J(\omega_k)\, f_k(v\text{t}) f_k(v\text{t}_1)\exp[-i(\omega_k-\omega_0)(\text{t}-\text{t}_1)]. \qquad (۹)$$

در اینجا $J(\omega_k)$ چگالی طیفی میدان الکترومغناطیسی درون یک کاواک میرا است. هم‌چنین، فرض می‌کنیم که این چگالی طیفی به شکل لورنتسی باشد [۸]:

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

$$J(\omega_k)=\frac{W^2\lambda}{\pi[(\omega_k-\omega_0)^2+\lambda^2]} \quad (۱۰)$$

پارامتر λ پهنای توزیع لورنتسی و تابع وزن W متناسب با بسامد رابی خلا است. برای بررسی دینامیک کیوبیت‌ها دو رژیم جفت‌شدگی ضعیف و قوی وجود دارد، در رژیم جفت‌شدگی ضعیف $(\lambda<2W)$، رفتار کلی سامانه مارکوفی است. اما در رژیم قوی $(\lambda>2W)$، رفتار سامانه غیرمارکوفی است و احیای درهم‌تنیدگی همراه با نوسانات است. با استفاده از چگالی طیفی در (۱۰)، تابع هم‌بستگی $f(t-t_1)$ به صورت زیر خواهد شد:

$$f(t-t_1)=\mathrm{W}^2\sin(\Omega t)\sin(\Omega t_1)\exp[-\lambda(\mathrm{t}-\mathrm{t}_1)] \quad (۱۱)$$

در به دست آوردن رابطه بالا، فرض کرده‌ایم $g_1=g_2=...=g_k\equiv g$ و $\Omega=pg$. با قراردادن $f(t-t_1)$ در معادلات (۸) و (۹) و با استفاده از روش شبه‌مد [۹] و تقریب RWA، به چهار معادله جفت‌شده زیر می‌رسیم:

$$\begin{aligned}
\dot{c}_1(t)&=\frac{-iR}{4}r_1[\mathrm{b}_1(\mathrm{t})+\mathrm{b}_2(\mathrm{t})]-\mathrm{iKc}_2(\mathrm{t}),\\
\dot{c}_2(t)&=\frac{-iR}{4}r_2[\mathrm{b}_1(\mathrm{t})+\mathrm{b}_2(\mathrm{t})]-\mathrm{iKc}_1(\mathrm{t}),\\
\dot{b}_1(t)&=-(\lambda-\mathrm{i}\Omega)\,\mathrm{b}_1(\mathrm{t})-\mathrm{iR}[\mathrm{r}_1\mathrm{c}_1(\mathrm{t})+\mathrm{r}_2\mathrm{c}_2(\mathrm{t})],\\
\dot{b}_2(t)&=-(\lambda+\mathrm{i}\Omega)\,\mathrm{b}_2(\mathrm{t})-\mathrm{iR}[\mathrm{r}_1\mathrm{c}_1(\mathrm{t})+\mathrm{r}_2\mathrm{c}_2(\mathrm{t})],
\end{aligned} \quad (۱۲)$$

که در آن $r_j=\alpha_j/\alpha_T,\ j=1,2$ قدرت جفت‌شدگی نسبی، $\alpha_T=\sqrt{\alpha_1^2+\alpha_2^2}$ ثابت جفت‌شدگی جمعی و $R=\alpha_T W$ بسامد رابی خلا است. با گرفتن لاپلاس از چهار معادله بالا و در نظر گرفتن شرایط اولیه $b_1(0)=b_2(0)=0$، به معادلات زیر می‌رسیم:

$$\begin{aligned}
s\mathrm{c}_1(\mathrm{s})-\mathrm{c}_1(0)&=\frac{-iR}{4}r_1[\mathrm{b}_1(\mathrm{s})+\mathrm{b}_2(\mathrm{s})]-\mathrm{iKc}_2(\mathrm{s}),\\
s\mathrm{c}_2(\mathrm{s})-\mathrm{c}_2(0)&=\frac{-iR}{4}r_2[\mathrm{b}_1(\mathrm{s})+\mathrm{b}_2(\mathrm{s})]-\mathrm{iKc}_1(\mathrm{s}),\\
s\mathrm{b}_1(\mathrm{s})&=-(\lambda-\mathrm{i}\Omega)\,\mathrm{b}_1(\mathrm{s})-\mathrm{iR}[\mathrm{r}_1\mathrm{c}_1(\mathrm{s})+\mathrm{r}_2\mathrm{c}_2(\mathrm{s})],\\
s\mathrm{b}_2(\mathrm{s})&=-(\lambda+\mathrm{i}\Omega)\,\mathrm{b}_2(\mathrm{s})-\mathrm{iR}[\mathrm{r}_1\mathrm{c}_1(\mathrm{s})+\mathrm{r}_2\mathrm{c}_2(\mathrm{s})].
\end{aligned} \quad (۱۳)$$

در انتها با گرفتن عکس لاپلاس از معادلات اخیر، دامنه-های احتمال $c_1(\mathrm{t})$ و $c_2(\mathrm{t})$ به دست می‌آیند که به دلیل حجم بالای جواب‌ها از آوردن شکل صریحشان در اینجا خودداری می‌کنیم.

۳- درهم‌تنیدگی

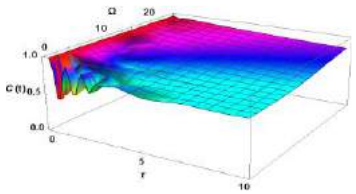
برای به دست آوردن دینامیک درهم‌تنیدگی یک سامانه دوکیوبیتی، سنجه تلاقی [۱۱] را محاسبه می‌کنیم، ماتریس کاهش‌یافته اتمی ρ در پایه‌های اتمی $\{|1\rangle_1|1\rangle_2,|1\rangle_1|0\rangle_2,|0\rangle_1|1\rangle_2,|0\rangle_1|0\rangle_2\}$ در زمان t به شکل زیر نوشته می‌شود:

$$\rho(t)=\begin{pmatrix}0&0&0&0\\0&|c_1(t)|^2&c_1(t)c_2^*(t)&0\\0&c_1^*(t)c_2(t)&|c_2(t)|^2&0\\0&0&0&1-|c_1(t)|^2-|c_2(t)|^2\end{pmatrix} \quad (۱۴)$$

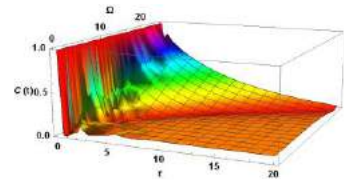
که با استفاده از آن و تعریف شناخته شده تلاقی، این سنجه برای سامانه مورد نظر به صورت بسته زیر به دست می‌آید:

$$C(t)=2\left|c_1(t)\,c_2^*(t)\right| \quad (۱۵)$$

اکنون با در نظر گرفتن حالت اولیه کیوبیت‌ها به صورت حالت درهم‌تنیده بل $|\psi_\pm(0)\rangle=1/\sqrt{2}(|1\rangle_1|0\rangle_2\pm|0\rangle_1|1\rangle_2)$، دینامیک درهم تنیدگی را با توجه به رابطه (۱۵) در رژیم جفت‌شدگی قوی (غیرمارکوفی) تجزیه و تحلیل می‌کنیم. شکل‌های ۱ و ۲، تحول زمانی تلاقی سامانه را برحسب زمان τ و حرکت اتمی Ω به ترتیب به ازای دو حالت اولیه متفاوت $|\psi_\pm(0)\rangle$ برای پارامترهای جفت‌شدگی نسبی $r_1=\sqrt{1/5},\ r_2=\sqrt{4/5}$ را نشان می‌دهند. تلاقی سامانه در هر دو نمودار در ابتدا رفتار نوسانی دارد و با گذشت زمان بیشینه مقدار درهم‌تنیدگی کاهش می‌یابد که در شکل ۱، به مقدار پایای غیرصفر، ۰/۷ و در شکل ۲ به مقدار بسیار کوچک ۰/۰۷۸ میرا شده است. لذا مشاهده می‌کنیم که به ازای حالت‌های اولیه مختلف رفتار دینامیکی درهم‌تنیدگی متفاوت است. هم‌چنین، نمودارها حاکی از آن است که در غیاب برهم‌کنش دوقطبی-دوقطبی با افزایش حرکت اتمی، درهم‌تنیدگی حفظ می‌گردد و فرایند میرایی در مدت زمان طولانی‌تری رخ می‌دهد.



شکل ۱: تلاقی یک سامانه دوکیوبیتی بر حسب τ و Ω به ازای $K=0$ و $|\psi_-(0)\rangle$ در یک محیط غیرمارکوفی $R=10$.

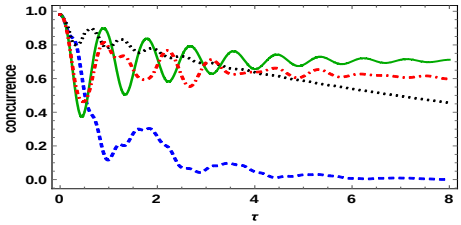


شکل ۲: تلاقی یک سامانه دوکیوبیتی بر حسب τ و Ω به ازای $K=0$ و $|\psi_+(0)\rangle$ در یک محیط غیرمارکوفی $R=10$.

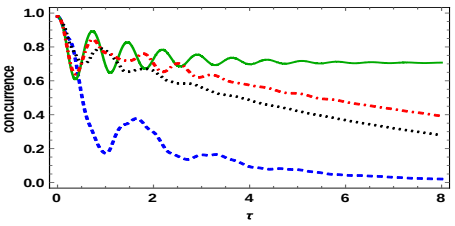
شکل‌های ۳ تا ۶ تحول زمانی تلاقی سامانه را برحسب زمان، به ازای حالت اولیه $|\psi_-(0)\rangle$ و $|\psi_+(0)\rangle$ در یک

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

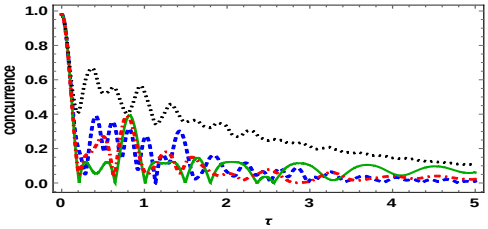
محیط غیرمارکوفی نشان می‌دهند. در این نمودارها تاثیر برهم‌کنش دوقطبی-دوقطبی و حرکت اتمی مورد بررسی قرار گرفته است. در شکل ۳ به ازای $|\psi_-(0)\rangle$ مشاهده می‌کنیم که در غیاب حرکت اتمی با افزایش قدرت برهم-کنش دوقطبی-دوقطبی درهم‌تنیدگی سامانه به صفر میل می‌کند. اگر حرکت اتمی را همراه با برهم‌کنش دوقطبی-دوقطبی در نظر بگیریم (شکل ۴) درهم‌تنیدگی سریع‌تر به صفر میل می‌کند.



شکل ۳: تلاقی یک سامانه دوکیوبیتی بر حسب τ به ازای $\Omega=0$ و $|\psi_-(0)\rangle$. $K=0$ (خط پیوسته، سبز)، $K=1$ (نقطه-خط، قرمز)، $K=5$ (خط چین، آبی)، $K=12$ (نقطه چین، مشکی).

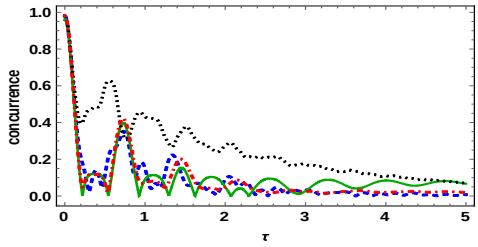


شکل ۴: تلاقی یک سامانه دوکیوبیتی بر حسب τ به ازای $\Omega=5$ و $|\psi_-(0)\rangle$. $K=0$ (خط پیوسته، سبز)، $K=1$ (نقطه-خط، قرمز)، $K=5$ (خط چین، آبی)، $K=12$ (نقطه چین، مشکی).



شکل ۵: تلاقی یک سامانه دوکیوبیتی بر حسب τ به ازای $\Omega=0$ و $|\psi_+(0)\rangle$. $K=0$ (خط پیوسته، سبز)، $K=1$ (نقطه-خط، قرمز)، $K=5$ (خط چین، آبی)، $K=12$ (نقطه چین، مشکی).

در شکل ۵ به ازای حالت اولیه $|\psi_+(0)\rangle$ به وضوح دیده می‌شود که در غیاب حرکت اتمی در حضور برهم‌کنش دوقطبی-دوقطبی هر چند که در نهایت واهمدوسی اتفاق می‌افتد، اما با افزایش آن فرایند میرایی درهم‌تنیدگی کاهش یافته اما با در نظر گرفتن حرکت اتمی (شکل ۶) دامنه نوسانات کاهش می‌یابد و درهم‌تنیدگی سامانه نسبت به شکل ۵ طی زمان کوتاه‌تری به صفر می‌رسد.



شکل ۶: تلاقی یک سامانه دوکیوبیتی بر حسب τ به ازای $\Omega=5$ و $|\psi_+(0)\rangle$. $K=0$ (خط پیوسته، سبز)، $K=1$ (نقطه-خط، قرمز)، $K=5$ (خط چین، آبی)، $K=12$ (نقطه چین، مشکی).

۴- نتیجه‌گیری

نتایج نشان می‌دهند که در غیاب برهم‌کنش دوقطبی-دوقطبی برای دو حالت اولیه بل ذکر شده، افزایش حرکت اتمی منجر به حفظ درهم‌تنیدگی می‌شود و تلاقی به مقدار پایای غیرصفر می‌رسد. اما با در نظر گرفتن برهم-کنش دوقطبی-دوقطبی، بسته به انتخاب حالت اولیه اتم-ها، دینامیک درهم‌تنیدگی متفاوتی را مشاهده می‌کنیم: به ازای $|\psi_+(0)\rangle$ با افزایش قدرت برهم‌کنش دوقطبی-دوقطبی میزان واهمدوسی کاهش یافته و درهم‌تنیدگی سامانه بعد از گذشت زمان زیادی به صفر می‌رسد اما به ازای $|\psi_-(0)\rangle$ درهم‌تنیدگی سامانه سریع‌تر از بین می‌رود. هم‌چنین، اگر برهم‌کنش دوقطبی-دوقطبی در حضور حرکت اتمی باشد فرایند میرایی درهم‌تنیدگی سریع‌تر رخ می‌دهد. لذا همیشه وجود برهم‌کنش دوقطبی-دوقطبی منجر به حفظ درهم‌تنیدگی نمی‌شود.

مراجع

[1] W. Dur and H. J. Briegel, Phys. Rev. Lett. **92**, 180403 (2004).
[2] T. Yu and J. Eberly, Phys. Rev. Lett. **93** 140404 (2004).
[3] B. Bellomo, R. L. Franco, S. Maniscalco, and G. Compagno, Phys. Rev. A **78**, 060302 (2008).
[4] B. Bellomo, R. L. Franco, and G. Compagno, Phys. Rev. Lett. **99**, 160502 (2007).
[5] X. Xiao, M.-F. Fang, Y.-L. Li, K. Zeng, C. Wu, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **42** 235502 (2009).
[6] S. Maniscalco, F. Francica, R. L. Zaffino, N. L. Gullo, and F. Plastina, Phys. Rev. Lett. **100**, 090503 (2008).
[7] R. R. Schlicher, Opt. Commun **70**, 97 (1989).
[8] H.-P. Breuer, F. Petruccione, "*The theory of open quantum systems*" (Oxford University Press on Demand), (2002)
[9] B. Garraway, Phys. Rev. A **55**, 2290 (1997).
[10] W. K. Wootters, Phys. Rev. Lett. **80**, 2245 (1998).

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

بررسی تحول مدی در تار نوری نازک شده با استفاده از تبدیل فوریه زمان کوتاه

فروغ جعفری[۱]، امید رضا رنجبر نائینی[۱]، زینب چناری[۱]، پگاه زرافشانی[۱و۲]، حمید لطیفی[۱و۲]

[۱] پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی، تهران، ایران
[۲] دانشکده فیزیک، دانشگاه شهید بهشتی، تهران، ایران

چکیده - در این مقاله نحوه برانگیزش مدها در حین ساخت تار نوری نازک شده به وسیله روش تبدیل فوریه زمان کوتاه بررسی شده است. با انطباق نتایج تئوری و تجربی، کارآمدی این روش برای مشخصه‌یابی میکروتار/نانوتار نشان داده شده است. این نتایج به ما اجازه می‌دهد تا فرایند ساخت را بهینه کنیم و روی قطر نهایی ساختار، تعداد مدها و ثابت انتشار مدها کنترل داشته باشیم.

کلید واژه- تار نوری نازک شده، تبدیل فوریه زمان کوتاه، تزویج مدی، تحول مدی، میکروتار/ نانوتار.

Mode evolution in a tapered optical fiber via short time Fourier transform

Forugh Jafari[1], Omid Reza Ranjbar Naeini[1], Zeynab Chenari[1], Pegah Zarafshani[1,2], Hamid Latifi[1,2]

1. Laser & Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran
2. Department of *Physics*, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran

latifi@sbu.ac.ir

Abstract- we demonstrated the mode evolution during the tapering process of single mode optical fiber through the short time Fourier transform analysis. We propose this method for characterization of tapered fiber. This results allow us to be able to optimize the tapering process to control the radius of tapered fibers, the number of modes and their propagation constants.

Keywords: Tapered fiber, short time Fourier transform, mode coupling, mode evolution, microfiber/nanofiber

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

تارهای نوری نازک شده به دلیل آن که ابعادشان قابل مقایسه با طول موج نور منتشر شونده در آنها است ویژگی‌های جالبی چون حصر اپتیکی شدید، افزایش میدان میراشونده، افزایش گرادیان شدت میدان، افزایش شدت میدان و افزایش پاشندگی موجبر از خود نشان می‌دهند. همین ویژگی‌ها موجب شده تا از تارهای نوری نازک شده که آنها را میکرو تار/نانو تار (MNF) هم می نامند در حوزه های مختلف فوتونیک چون اپتیک کوانتومی، اپتیک غیرخطی، اپتیک میدان نزدیک، پلاسمونیک و سنجش استفاده شود[1].

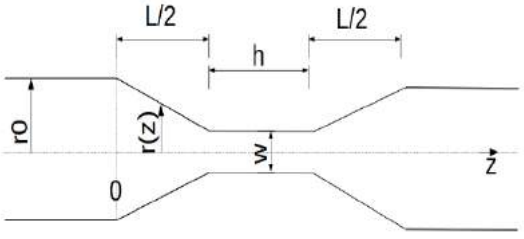
برای این که MNF گذردهی بالایی داشته باشد باید شرط گذار آدیاباتیک را ارضا کند اما از آنجایی که ساختMNF ها با تغییر شکل موجبر استوانه‌ای همراه است، تئوری مد جفت شده، ظهور مدهای مرتبه بالاتر را پیش بینی می‌کند[2]. هر چه مدهای بیشتری برانگیخته شوند، MNF اتلاف بالاتری خواهد داشت. اطلاع دقیق از تزویج مدهای موجبر برای کنترل گذردهی و اتصال المان‌های فوتونیکی به یکدیگر امر مهمی است[3].

۲- تئوری

وقتی تار نوری از دو طرف متقارن کشیده شود، مطابق پیش‌بینی مدل توسعه یافته بر اساس بقای حجم، پروفایل MNF نمایی خواهد بود. طبق این مدل قطر کمر MNF از رابطه(۱) به دست می‌آید[4].

$$w = r_0 e^{-L/2h} \quad for \quad L/2 \le z \le \frac{L+h}{2} \qquad (1)$$

در شکل ۱ شماتیک MNF آمده است. همان‌طور که در شکل نشان داده شده است پارامتر L طول ناحیه گذار، w قطر کمر، r_0 شعاع تار نوری قبل از نازک شدن و h طول کمر (طول ناحیه داغ شعله) می‌باشد.



شکل ۱:تار نوری نازک شده

وقتی که تار نوری نازک شود، می‌توان از تأثیر هسته اولیه چشم پوشید، در این وضعیت غلاف حکم هسته و هوا حکم غلاف را برای موجبر جدید پیدا می‌کند. از آنجایی که اختلاف ضریب شکست هسته و غلاف در ساختار جدید نسبت به قبل بسیار بزرگتر است دیگر تقریب هدایت ضعیف برقرار نخواهد بود و تبهگنی بین مدهای هم‌خانواده شکسته می‌شود[5]؛ با اینکه احتمال تزویج توان بین مدهایی که کمترین اختلاف ثابت انتشار را دارند بیش‌تر است ولی چنانچه فرایند کشش متقارن باشد، تنها مدهایی برانگیخته می‌شوند که تقارن سمتی یکسانی با مد پایه داشته باشند[6]، مثل HE12 و EH11. ظهور هرگونه بی‌تقارنی در MNF می‌تواند منجر به برانگیختگی سایر مدها(مدهای هدایتی و مدهای تابشی) و افزایش اتلاف در طیف نهایی شود. به جز مد پایه سایر مدهای هدایتی وقتی به قطر قطعشان برسند به مد تابشی تبدیل می‌شوند و بخشی از توان به این شکل تلف می‌شود[3].

اختلاف فاز و فرکانس فضایی بین دو مدی که در MNF با هم تداخل می‌کنند به ترتیب از رابطه ۲ و ۳ به دست می آید:

$$\phi_{ij}(L) = \int_0^L [\beta_i(r(z)) - \beta_j(r(z))]dz + \Delta\beta(ij)h \qquad (2)$$

$$K_{ij}(L) = \frac{1}{2\pi}\frac{d\phi_{ij}}{dL} \qquad (3)$$

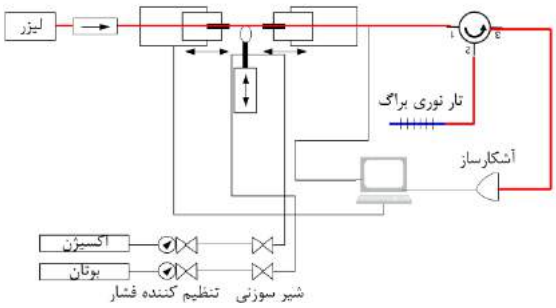
در فرمول های ذکر شده در بالا، β_i ثابت انتشار مدiام و K فرکانس فضایی می‌باشد. همچنین ϕ اختلاف فاز بین دو مدی است که با یکدیگر تداخل می‌کنند. تبدیل فوریه برای تشخیص محتوای فرکانسی سیگنال روش مناسبی است ولی هنگامی که سیگنال برحسب متغیر مستقلش ناپایا باشد این روش برای تشخیص نحوه تغییرات محتوای فرکانسی کفایت نمی‌کند. تبدیل فوریه زمان کوتاه از جمله روش‌های تحلیل زمان-فرکانسی است که این هدف را برآورده می‌کند، در این روش از طریق ضرب سیگنال در یک تابع پنجره، سیگنال به قسمت‌های کوچک‌تری تقسیم می‌شود، به طوری که در هر قسمت می‌توان سیگنال را پایا در نظر گرفت و با گرفتن تبدیل

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

فوریه، فرکانس هر قسمت را به دست آورد. چون طیف عبوری از MNF در حین ساخت، یک سیگنال ناپایا است برای تشخیص محتوای زمان-فرکانسی باید از طیف تبدیل فوریه زمان کوتاه گرفت (به چنین طیفی، طیف نما می‌گویند). مدهای برانگیخته شده حین فرایند ساخت در طیف نما خودشان را نشان می‌دهند. برای تمییز مدها از یکدیگر، نیاز به حل عددی معادله مشخصه تار نوری است.[۷]

۳- روش ساخت MNF

چیدمان ساخت MNF در شکل۲ نشان داده شده است. در این چیدمان از یک منبع نوری با پهنای ۰,۱ نانومتر برای برر سی طیف عبوری میکروتار/نانوتار استفاده می‌شود و سپس طیف توسط آشکارساز، مورد بررسی قرار می گیرد.

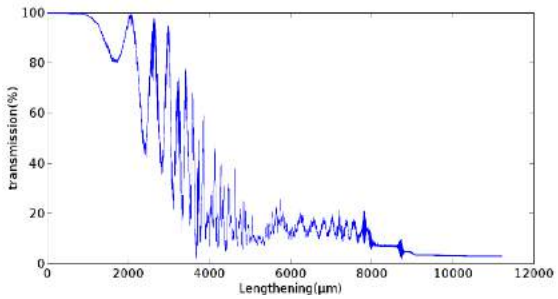


شکل ۲: چیدمان ساخت تار نوری نازک شده

تار نوری تک مد توسط گیره‌های نگه‌دارنده در موضع خود ثابت است، تار نوری توسط شعله اکسیژن-بوتان گرم می شود تا به دمای نرم شدگی برسد. سپس به طور متقارن از دو طرف کشیده می شود. در حین کشش، طیف عبوری توسط آشکارساز رصد می‌شود.

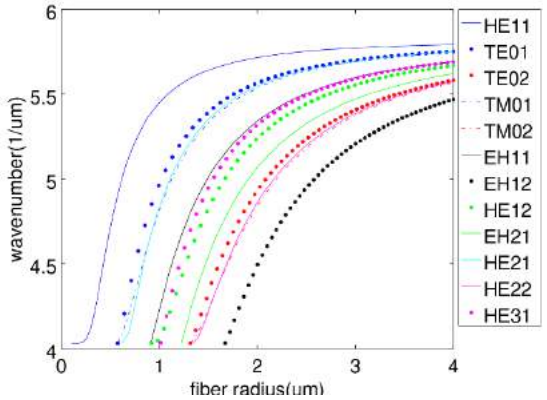
۴- تحول مدی

شکل(۳) تغییرات زمانی طیف عبوری را نشان می‌دهد، محور عمودی درصد گذردهی تار نوری نازک شده را نشان می‌دهد، با گذشت زمان، با افزایش طول تار نوری نازک شده بر اثر کشش، فرکانس طیف نوسانی افزایش می‌یابد. منشأ این نوسانات، تداخل بین مدهای مختلف با مد پایه است.



شکل ۳: گذردهی میکروتار بر حسب تابعی از میزان کشیدگی

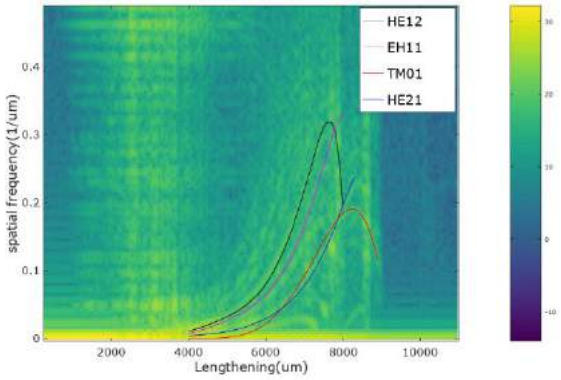
از حل معادله مشخصه ثابت انتشار مدهای مختلف در طول موج ۱۵۵۴,۵ نانومتر به دست آمد، نمودار پاشندگی مدهای مختلف بر حسب شعاع تار نوری در شکل ۴ آمده است. از طریق روابط ۱ الی ۳ فرکانس فضایی محاسبه گردید و همچنین نمودار تئوری بر طیف‌نمای تجربی با تعیین طول ناحیه داغ (h)، منطبق شد. در این حالت مشاهده می شود که با کاهش ابعاد تار نوری، برانگیختگی مدهای مرتبه بالاتر ممکن می شود.



شکل ۴: پاشندگی مدهای مختلف بر حسب تابعی از شعاع تار نوری

شکل ۵، طیف نمای تار نوری نازک شده‌ای را که طیف گذردهی آن در شکل ۳ آمده است، نشان می‌دهد. در این شکل، فرکانس فضایی بر حسب طول کشش رسم شده است. مشاهده می شود که در طول‌های مشخصی امکان شکل گیری مدهای مرتبه بالاتر وجود دارد و پس از آن، برخی از مدها به ناحیه قطع می‌رسند. تطبیق نمودار تئوری بر طیف‌نمای تجربی، برانگیختگی مدهای HE12، EH11، HE21 و TM01 را نشان می‌دهد. ظهور مدهای HE12 و EH11 چون تقارن سمتیشان با مد پایه یکسان است، طبیعی می‌باشد. ولی برانگیختگی مدهای HE21 و TM01 ناشی از عدم تقارن حین فرایند ساخت است.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد



شکل ۵: طیف نمای MNF و تعیین مدهای برانگیخته شده

بی‌تقارنی ممکن اســـت در اثر لرزش تار نوری حین نازک شـدن یا حضـور ذرات در کمر MNF اتفاق بیافتد. این عوامل می‌تواند منجر به برانگیختگی مدهای هدایتی مرتبه بالاتر و نیز مدهای تابشـی شـود. علاوه بر این، تمیز بودن تار نوری برای داشـتن MNF با اتلاف کم، ضـروری اســـت. با وجود اینکه اتلاف بالا پیامد برانگیزش مدهای خانواده LP11 است ولی MNF ساخته شده در مقایسه با MNF متقارن، نسبت به دوشکستی حساس‌تر است.

۵- نتیجه گیری

در این بررســـی، توســـط روش تبدیل فوریه زمان کوتاه، تعداد و نوع مدهای برانگیخته شـــده حین فرآیند ساخت مشخص گردید. مدهایی که تقارن سمتی یکسانی با مد پایه نداشـتند، به دلیل شـکسـت تقارن حین فرآیند ساخت، برانگیخته شدند؛ همین امر باعث بالا رفتن اتلاف MNF ساخته شده گردید. روش مذکور برای مشخصه‌یابی MNFها مناسب است.

مراجع

[1] Subwavelength and Nanometer Diameter Optical Fibers | Limin Tong | Springer. .
[2] A. Yariv, “Coupled-mode theory for guided-wave optics,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 9, no. 9, pp. 919–933, Sep. 1973.
[3] S. Ravets, J. E. Hoffman, P. R. Kordell, J. D. Wong-Campos, S. L. Rolston, and L. A. Orozco, “Intermodal energy transfer in a tapered optical fiber: optimizing transmission,” *J. Opt. Soc. Am. A, JOSAA*, vol. 30, no. 11, pp. 2361–2371, Nov. 2013.
[4] T. A. Birks and Y. W. Li, “The shape of fiber tapers,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 10, no. 4, pp. 432–438, Apr. 1992.
[5] Optical Waveguide Theory | A.W. Snyder | Springer. .
[6] O. V. Ivanov, S. A. Nikitov, and Y. V. Gulyaev, “Cladding modes of optical fibers: properties and applications,” *Phys.-Usp.*, vol. 49, no. 2, p. 167, 2006.
[7] F. Orucevic, V. Lefèvre-Seguin, and J. Hare, “Transmittance and near-field characterization of sub-wavelength tapered optical fibers,” *Opt. Express, OE*, vol. 15, no. 21, pp. 13624–13629, Oct. 2007.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

شبیه‌سازی تأثیر سطح مشترک لایه‌ها بر کارایی سلول خورشیدی پروسکایتی مسطح

غلامحسین حیدری*[۱]، فروغ هدایی[۱]

۱ گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه ملایر، ملایر

Email: moh1135@gmail.com
frghodaei@gmail.com

چکیده – در این مقاله، اثر مهندسی سطح مشترک در ساخت سلول خورشیدی پروسکایتی مسطح شبیه‌سازی گردید. برای این منظور در مرز مشترک لایه فعال سلول خورشیدی با لایه‌های مجاور، بواسطه ناهمواری‌های سطحی که در حین ساخت ایجاد می‌گردند، دو لایه *IL1* و *IL2* در نظر گرفته و به ساختار متعارف سلول پروسکایتی اضافه گردید. بعنوان مهم‌ترین مشخصه در بررسی‌های اپتیکی، تابع دی الکتریک دو لایه، توسط تئوری مؤثر بروگمن تخمین زده شد. در ادامه تأثیر ضخامت لایه‌های *IL1* و *IL2* بر کارایی سلول خورشیدی پروسکایتی با استفاده از روش تئوری *TMM* و روش شبیه‌سازی *FDTD* جهت مدل توسعه داده شده، بررسی گردید. نتایج نشان می‌دهند که ضخامت لایه‌های *IL1* و *IL2* تأثیر شدیدی بر جذب جزئی لایه فعال دارا می‌باشند که باید در ساخت سلول پروسکایتی مسطح در نظر گرفته شوند.

کلید واژه - سلول خورشیدی پروسکایتی، مهندسی سطح مشترک، روش TMM و FDTD، تئوری محیط مؤثر بروگمن.

Simulation of the interface layers effect on the efficiency of planar perovskite solar cell

Gholamhosain Haidari[1*], Forough Hodaei[1]

1 Department of Physics, Faculty of Sciences, Malayer University, Malayer, Iran

Abstract - In this paper, the effect of interface engineering in the construction of a planar perovskite solar cell was simulated. For considering the interface between active layer and adjacent layers, the two layers IL1 and IL2 were added to the conventional structure of the solar cell, due to the surface roughness created during the fabrication. As the most important property in optical investigations, the dielectric function of two interface layers, were estimated by the Bruggeman effective medium theory. The effect of the thickness of IL1 and IL2 layers on the efficiency of perovskite solar cell was investigated by using TMM theory and FDTD simulation for this developed model. The results show that the thickness of the IL1 and the IL2 layers have a severe effect on the parasitic absorption of the active layer, which should be considered in the formation of planar perovskite solar cell.

Keywords: Perovskite solar cell, Interface engineering, TMM and FDTD method, Bruggeman effective medium theory.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

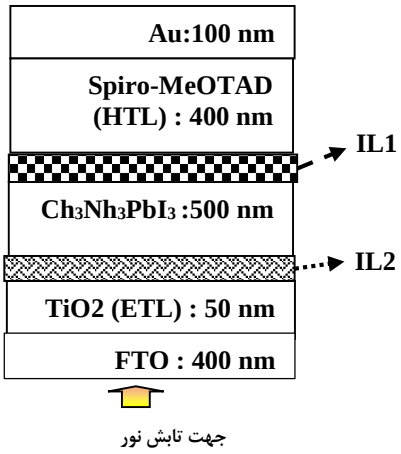
۱- مقدمه

ساختار پروسکایتی به ساختار بلورین مشابه با ساختار نمونه اولیه $CaTiO_3$ برمی‌گردد. ساختارهای پروسکایتی فرم کلی ABX_3 را دارا می‌باشند که برای سلول خورشیدی $Ch_3Nh_3PbI_3$، کاتیون A یون متیل آمونیوم، B سرب و X هالید می‌باشد. متیل آمونیوم سرب یدید ($Ch_3Nh_3PbI_3$) یک نیمه‌رسانا با باندگپ مستقیم ۱/۵۵ eV~ می‌باشد و آن را بعنوان یک جذاب خوب برای طیف مریی تابش خورشیدی در ساختار سلول خورشیدی معرفی می‌کند که برای اولین بار نیز در سال ۲۰۰۹ معرفی شد. میاساکا و همکارانش پروسکایت‌های ارگانومتالیک را در سلول‌های خورشیدی حساس به رنگینه (DSSC) به کار بردند و بازدهی در حدود ۳٫۸٪ را به دست آوردند[۱]. در ادامه محققان متعددی به بررسی سلول‌های خورشیدی پروسکایتی پرداخته و نتایج جالب توجهی را درباره‌ی بازدهی بالا با روش‌های مختلف ساخت به دست آوردند. اخیراً محققان بازدهی ۲۲٪~ را گزارش کرده‌اند[۲]. جدای همه موارد مثبت ذکر شده، هنوز انواع سلول‌های خورشیدی (از جمله سلول‌های پروسکایتی) نیاز به بازدهی و طول عمر بیشتری دارند تا در رقابت با منابع انرژی فسیلی، اقتصادی‌تر شوند. برای ساخت سلول خورشیدی مسطح روش‌های لایه نشانی چرخشی تک و دو مرحله‌ای وجود دارد. در این میان مهندسی سطح لایه‌های نازک یکی از گزینه‌های بسیار مهم در غلبه یافتن بر نقاط ضعف سلول‌های خورشیدی می‌باشد[۳و۴]. در این تحقیق جهت بررسی اثرات وابسته به سطح تماس مشترک لایه‌ها ، دو لایه مؤثر بین "لایه پروسکایتی/لایه عبور دهنده حفره" و "لایه پروسکایتی/ لایه عبور دهنده الکترون" نسبت می‌دهیم (این لایه‌ها به ترتیب IL۱ و IL۲ نام‌گذاری گردیدند). درواقع به‌واسطه ناهمواری (roughness) دو لایه در محل تماس، می‌توان محل تماس را یک لایه کامپوزیتی دانست که ترکیبی از لایه‌های بالایی و پایینی است (شکل ۱). در این تحقیق به شبیه‌سازی اثرهای اپتیکی تداخلی منتج از در نظر گرفتن این دو لایه IL۱ و IL۲ بر طیف جذبی لایه فعال سلول خورشیدی (شامل اثرات تداخلی و طیف جذبی جزئی) پرداخته‌شده است. برای این منظور از روش تفاضل محدود در حوزه زمان (FDTD) استفاده گردید.

۲- روش‌های مورداستفاده در شبیه‌سازی

۲-۱ روش شبیه‌سازی FDTD

روش FDTD یکی از روش‌های عددی حل معادلات ماکسول می‌باشد. مزیت اولیه روش FDTD سرراست بودن آن در کار با سلول مکعبی "یی" بوده بطوریکه مؤلفه‌های میدان الکترومغناطیسی در نقاط مختلف فضای شبیه‌سازی به‌طور مستقیم و بدون نیاز به معکوس کردن ماتریس محاسبه می‌گردند. بمنظور در نظر گرفتن پاشندگی محیط در بررسی‌های اپتیکی نیاز به دانستن تابع دی الکتریک حقیقی- موهومی (یا معادل آن ضریب شکست حقیقی – موهومی) می‌باشد که برای مواد سلول پروسکایتی توسط محققان بواسطه روش‌های تجربی مرتبط، اندازه‌گیری شده است (شکل ۲) [۵]. برای انجام شبیه‌سازی FDTD از محیط نرم‌افزاری لومریکال استفاده گردید.



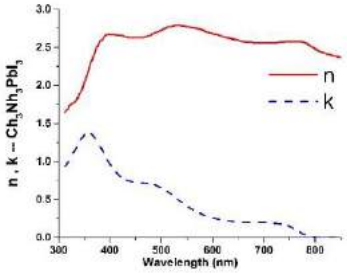
شکل ۱: نمایش نوعی سلول پروسکایتی مسطح. ازآنجایی‌که سطح مشترک لایه‌ها در یکدیگر فرورفتگی‌هایی دارند، لایه‌های مجاور MAPbI3 با دو لایه HTL و ETL با دو لایه مؤثر جایگزین گردیدند به‌این‌ترتیب که با در نظر گرفتن IL1 و IL2 ، مدل مورد استفاده در شبیه‌سازی، توسعه داده شد. از این سلول جهت شبیه سازی FDTD استفاده شده است.

۲-۲ روش محیط مؤثر بروگمن (Bruggeman)

در نظر گرفتن تابع دی الکتریک حقیقی-موهومی برحسب طول‌موج برای لایه IL۱ و IL۲ کار ساده‌ای نیست. این دو

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

لایه حدس زده شده درواقع ساختاری دارند که ترکیبی از جنس دو لایه مجاور سطح مشترک می‌باشند.



شکل ۲: نمایش مقدارهای ضریب شکست حقیقی (n) و موهومی (k) بر حسب طول موج مربوط به ماده پروسکایتی. تمامی ضریب شکست های مورد استفاده از مرجع [۵] اقتباس گردیده اند.

برای غلبه بر این مشکل یک راه استفاده از روش محیط مؤثر می‌باشد. در این تحقیق از روش محیط مؤثر بروگمن جهت محاسبه تابع دی الکتریک لایه‌های IL۱ و IL۲ استفاده شد[۶]:

$$f\frac{\varepsilon_1-\varepsilon_{eff}}{\varepsilon_1+2\varepsilon_{eff}}+(1-f)\frac{\varepsilon_2-\varepsilon_{eff}}{\varepsilon_2+2\varepsilon_{eff}}=0 \qquad (۱)$$

که در آن f کسر حجمی ، ε۱ و ε۲ تابع دی الکتریک دو محیط مجاور و ε_{eff} تابع دی الکتریک لایه مؤثر می‌باشند. در این بررسی f برابر ۰/۵ انتخاب گردید. برای تعیین ε_{eff} بر اساس روش بروگمن، کدی در محیط متلب برنامه‌نویسی گردید.

۳-۲ روش ماتریس انتقال (TMM)

تئوری حاکم بر این روش به فراوانی در دسترس می باشد. در این روش، ماتریس کلی سیستم چندلایه‌ای به صورت زیر تعریف می‌شود :

$$\begin{bmatrix}B\\C\end{bmatrix}=\left\{\prod_{r=1}^{k}\begin{bmatrix}\cos\delta_r & \frac{i\sin\delta_r}{\eta_r}\\ i\eta_r\sin\delta_r & \cos\delta_r\end{bmatrix}\right\}\begin{bmatrix}1\\ \eta_{k+1}\end{bmatrix} \qquad (۲)$$

که K تعداد لایه‌ها، $\boldsymbol{\delta_r}$ فاز ضخامت هر لایه، $\boldsymbol{\eta_r}$ هدایت ظاهری نوری برای هر لایه که برای قطبش sوp متفاوت می‌باشد. درنهایت، توان عبور (T) و بازتابش (R)، نسبت شدت ورودی $|\mathbf{E_0}|^2$ به‌شدت بازتاب شده یا عبور کرده، تعریف می‌گردد و جذب عبارت است از: A=۱-T-R.

در این تحقیق برای بررسی صحت انجام شبیه‌سازی سلول خورشیدی به‌وسیله روش شبیه‌سازی FDTD، از مطابقت جواب‌های شبیه‌سازی سلول پایه بدست آمده از روش FDTD با روش تئوری TMM استفاده گردید. جهت روش TMM از کدی در محیط متلب استفاده شد.

۳-بحث و نتایج

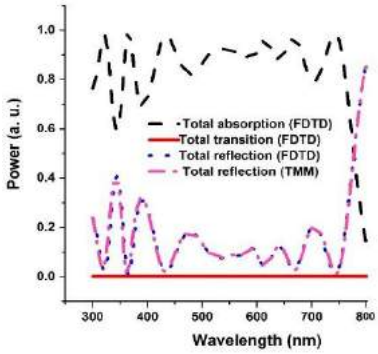
در ابتدا برای سلول پایه بدون IL۱ و IL۲ توان بازتاب، توان جذبی و توان عبوری مربوط به کل ساختار سلول پایه شبیه‌سازی گردید. همانگونه که در شکل ۲ ذکر گردید، از مرجع [۵]، جهت ضریب شکست مواد مورد استفاده در طول موج های مختلف استفاده گردید.

ساختار و ضخامت سلول پایه عبارت است از :

Au/Spiro/Perovskite/TiO2/FTO

100 nm/400 nm/500 nm/50 nm/400nm

مطابقت خوب توان بازتاب کل محاسبه‌شده با روش TMM و روش FDTD (شکل ۳)، نمایشی از صحت شبیه‌سازی انجام‌گرفته بر اساس روش FDTD می‌تواند در نظر گرفته شود. به علت لایه فلزی طلا در انتهای ساختار، توان کل عبوری نزدیک به صفر است.

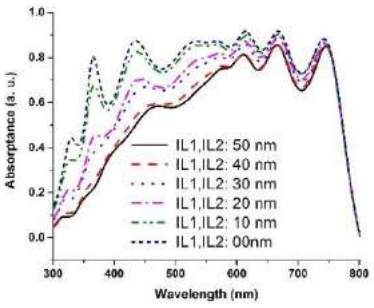


شکل ۳ : منحنی‌های توان کل بازتاب، عبور و جذب مربوط به سلول پروسکایتی پایه شبیه‌سازی‌شده توسط FDTD. توان کل بازتابیده شده به روش TMM نیز جهت مقایسه دو روش، نشان داده شده است.

همان‌گونه که شکل ۳ نشان می‌دهد جذب خوبی برای کل ساختار وجود دارد. این جذب در محدوده مادون‌قرمز به‌شدت کاهش پیدا می‌کند که با توجه به گاف پروسکایت که نزدیک ۱،۵ eV می‌باشد (حدود ۸۰۰ nm) معقول به نظر می‌رسد. در ادامه ساختار سلول پروسکایتی متعارف را توسعه داده و دو لایه ی مفروض IL1 و IL2 را به ساختار اضافه کردیم. در نمونه های مختلف، برای این دو لایه به صورت همزمان ضخامت‌های ۱۰nm، ۲۰nm، ۳۰nm، ۴۰nm، ۵۰nm را در نظر گرفتیم. به عبارت دیگر، در هر

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

نمونه ضخامت IL1 و IL2 یکسان می‌باشند و به این ترتیب اضافه می‌گردند که در مرز مشترک دو لایه، با سهم یکسان از ضخامت لایه‌های مجاور کسر می‌گردد تا لایه های مفروض IL1 و IL2 با ضخامت مورد نظر به دست آیند. جهت انجام کلیه محاسبات روش TMM و یا FDTD، تابع دی الکتریک حقیقی–موهومی لایه‌های IL1 و IL2 با استفاده از تئوری محیط مؤثر بروگمن محاسبه گردیدند. با توجه به اینکه مرتبه ضخامت لایه‌های فصل مشترکی بسیار کوچک و از مرتبه چند ده نانومتر انتخاب گردیده است، استفاده از روش شبیه‌سازی FDTD در مقایسه با روش تئوری TMM می‌تواند دقیق‌تر باشد. ازاین‌رو در شبیه‌سازی جذب جزئی لایه پروسکایتی (Ch3Nh3PbI3=MAPbI3) سلول توسعه داده‌شده، تنها از روش FDTD استفاده گردید. این جذبی است که در لایه فعال سلول خورشیدی اتفاق می‌افتد و به تولید اکسیتون منجر می‌گردد. با در نظر گرفتن بازده کوانتومی داخلی ۱۰۰ درصد، تمام این اکسیتونها می‌توانند در فرآیند جریانی سلول خورشیدی وارد شوند. بنابراین این طیف جذبی جزئی لایه فعال می تواند نمایشی از بازده سلول خورشیدی نیز در نظر گرفته شود.



شکل ۴ : طیف جذبی جزئی لایه MAPbI3 سلول خورشیدی پروسکایتی توسعه داده‌شده، برای ضخامت‌های مختلف لایه‌های IL1 و IL2. ضخامت صفر به معنی عدم در نظر گرفتن لایه‌های سطح مشترکی می‌باشد. ضخامت کل سلول خورشیدی در همه‌ی نمونه‌ها مقدار ثابت ۱۴۵۰ nm انتخاب‌شده است.

همان‌گونه که از شکل ۴ در مقایسه با شکل ۳ آشکار می‌گردد جذب جزئی لایه فعال نزدیک به قسمت ماوراءبنفش طیف (بیشترین شدت طیف خورشیدی مربوط به این ناحیه است) به شدت تحت تأثیر ضخامت لایه IL1 و IL2 قرار می‌گیرد و کاهش شدیدی را نشان می‌دهد. از این رو مهندسی سطح در ساخت سلول پروسکایتی مسطح از اهمیت زیادی برخوردار می‌شود به‌نحوی‌که روش ساخت تجربی باید به‌گونه‌ای انتخاب گردد که مرز تیزی در فصل مشترک دو لایه ایجاد گردد و یا به عبارت دیگر لایه‌ها دارای کمترین ناهمواری (Roughness) باشند.

۴- نتیجه‌گیری

تأثیر ناهمواری در سطح مشترک لایه‌های MAPbI3/HTL و MAPbI3/ETL بر عملکرد سلول خورشیدی پروسکایتی شبیه‌سازی و بررسی گردید. برای این منظور دولایه‌ی مفروض IL1 و IL2 معرفی و به ساختار متعارف سلول پروسکایتی اضافه گردیدند. به‌واسطه ناهمواری دولایه در مرز، درواقع لایه‌های فوق به نوعی کامپوزیتی است که از دو ماده مجاور آن تشکیل‌شده است. برای تخمین تابع دی الکتریک (حقیقی-موهومی) دو لایه مفروض از روش محیط مؤثر بروگمن استفاده گردید. در ادامه با استفاده از سلول پروسکایتی توسعه داده شده و روش FDTD، طیف جذبی جزئی لایه فعال سلول خورشیدی شبیه‌سازی گردید. نتایج شبیه‌سازی نشان می‌دهند که به ویژه در ناحیه مهم نزدیک به ماورا بنفش تا نزدیک به انتهای طیف مریی، جذب جزئی لایه فعال به شدت به ضخامت لایه‌های IL1 و IL2 وابسته است و با افزایش ضخامت لایه های مفروض، از میزان جذب کاسته می گردد. بنابراین مهندسی سطح مشترک در ساخت سلول‌های پروسکایتی مسطح باید بسیار مورد توجه قرار گیرد.

مراجع

[1] Yusoff, A.R. and M.K. Nazeeruddin, Perovskite Solar Cells - Fabrication and Characterization. Wiley-VCH Verlag GmbH, 2019 (The initial version is usable, now).

[2] Ulsan National Institute of Science and Technology(UNIST). "New world efficiency record with perovskite solar cells." ScienceDaily. ScienceDaily, 25 July 2017.

[3] Zhou, H., et al., Interface engineering of highly efficient perovskite solar cells. Science, 345(6196), pp. 542-546, 2014.

[4] Yang, G., et al., Interface engineering in planar perovskite solar cells: energy level alignment, perovskite morphology control and high performance achievement. Journal of Materials Chemistry A, 5(4), pp. 1658-1666, 2017.

[5] Ball, James M., et al., Optical properties and limiting photocurrent of thin-film perovskite solar cells. Energy & Environmental Science, 8, pp. 602-609, 2015.

[6] Choy, T.C., Effective Medium Theory: Principles and Applications. 2016: Oxford University Press, 2016.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

بررسی خواص اپتیک خطی و غیرخطی دو ماده آلی ارگانیک با استفاده از روش جاروب-Z

مرضیه سلیمی اشگه سو، آرزو صالح زاد، سمیرا مهری، ایوب طهماسبی، اکبر جعفری دولاما

گروه فیزیک دانشگاه ارومیه، کیلومتر ۱۱ جاده نازلو، صندوق پستی ۱۶۵

چکیده – در این کار تجربی به بررسی خواص اپتیک خطی و غیرخطی دو ماده آلی ارگانیک با استفاده از روش جاروب-Z پرداخته شده است. لیزر مورد استفاده در این بررسی یک لیزر دیود پمپ پیوسته کار با طول موج ۵۳۲ نانومتر و در شدت $۷۷,۴\ {kw}/{m^2}$ می‌باشد. ضریب شکست غیرخطی و ضریب جذب غیرخطی را برای هر دو ماده بدست آوردیم و با استفاده از نمودارهای روزنه بسته برای هر دو ماده مشاهده شد که ΔT_{p-v} گیاه براسیکا نسبت به گیاه زوفا دارای مقدار بیشتری می‌باشد همچنین جذب غیرخطی چشمگیری برای گیاه زوفا مشاهده نشد.

کلید واژه - اپتیک خطی، اپتیک غیرخطی، روش جاروب-Z، مواد آلی ارگانیک.

Linear and nonlinear optical properties investigation of two organic materials by using Z-scan technique

Marzieh Salimi Ashkeso, Arezoo Salehzad, Samira Mehri, Ayub Tahmasebi, Akbar jafaridolama

Atomic and Molecular Group, Department of Physics, Faculty of Science, Urmia University.

Abstract- In this experimental work the properties of linear and nonlinear optical of two organic materials were investigated by using the Z-scan technique. The laser used in this study is a continuous diode pump at 532nm wavelength and at 77.4 kw/m^2 intensity. The nonlinear refractive index and absorption coefficient were obtained for both materials and by using the closed aperture curves ΔT_{p-v} for Cruciferous plant is higher content than the *Hyssopus officinalis* L. Significant nonlinear absorption was not observed for the *Hyssopus officinalis* L.

Keywords: Linear optic, Nonlinear optic, Z-scan technique, Organic materials.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

امروزه با توجه به تنوع مواد آلی و کاربرد آن‌ها در اپتیک، فتونیک، پزشکی و ... این مواد دارای اهمیت بالایی می‌باشند. از جمله ویژگی‌های این مواد می‌توان به انعطاف‌پذیری بالا، دسترسی آسان و کم هزینه بودن آن‌ها اشاره کرد [۱و۲]. وجود الکترون‌های π-غیرجایگشتی در این مواد باعث ایجاد پاسخ‌های غیرخطی بالایی می‌شود که کاربردهای بسیاری در صنعت دارند [۳]. اولین ماده مورد استفاده در این کار تجربی یک ماده آلی طبیعی از خانواده گیاهان براسیکا می‌باشد سبزیجات براسیکا متعلق به خانواده کلم بوده و شامل انواع مختلف آن می‌باشند. مصرف این گیاهان در کاهش خطر ابتلاء به بیماری‌های حاد مانند بیماری‌های قلبی عروقی و سرطان مؤثرند [۴-۶]. ماده دوم انتخاب شده برای این آزمایش گیاه زوفا با نام علمی *(Hyssopus officinalis* (.Lمی‌باشد که یک گیاه دارویی از تیره نعنایان است و از شاخه‌های خشک آن در درمان آسم و بعنوان ضد اسپاسم و ضدقارچ استفاده می‌شود [۷-۹] هم‌چنین اثرات ضدسرطانی این ماده نیز مشاهده شده است.

در این مقاله به بررسی خواص اپتیک خطی و غیرخطی این دو ماده با استفاده از روش جاروب-Z پرداخته شده است.

۲- آزمایش

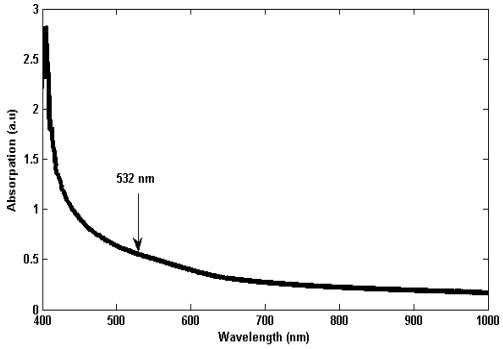
مواد: برای بدست آوردن محلول هر دو ماده ابتدا دو گرم از این مواد را با مقدار مناسبی از آب مقطر جوشانده و محلول حاصل صاف شده است. از ترکیبات حاصل طیف UV-Vis گرفته شده است که در شکل۱ مشاهده می‌شود.

تکنیک جاروب: این روش یک روش ساده و حساس برای اندازه‌گیری ضرایب غیرخطی مواد است. لیزر مورد استفاده در این یررسی یک لیزر پیوسته کار با طول موج ۵۳۲ نانومتر می‌باشد. پرتو لیزر در راستای محور Z منتشر می‌شود و با برخورد به یک عدسی با فاصله کانونی ۱۰ سانتی‌متر وارد محیط غیرخطی می‌شود. دو آشکارساز به منظور ثبت داده‌ها تعبیه شده است، به طوری که آشکارساز اول شدت عبوری بدون وجود روزنه را ثبت کرده و ضریب شکست غیرخطی n_2 را اندازه می‌گیرد که با رسم نمودارهای مربوط به ضریب شکست اگر ترتیب قله- دره داشته باشیم نشان دهنده ضریب شکست منفی و پدیده خود واکانونی می‌باشد و آشکارساز دوم با قرارگیری در پشت یک روزنه، ضریب جذب غیرخطی β را اندازه می‌گیرد [۱۰و۱۱].

۳- نتایج و داده‌ها

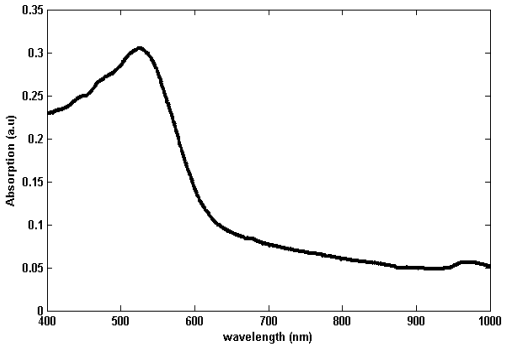
یکی از ویژگی‌های مواد آلی رنگزا، توانایی این مواد در جذب نور می‌باشد که این ویژگی به سطوح انرژی حالت‌های پایه و برانگیخته بستگی دارد. با انتقال الکترون بین ترازهای مختلف انرژی این جذب‌ها اتفاق می‌افتد.

جذبی خطی هر دو ماده بوسیله دستگاه طیف سنجی UV-Vis اندازه گیری شده و در شکل زیر آورده شده است:



شکل ۱: طیف جذب خطی سبزی براسیکا

شکل ۲: طیف جذب خطی گیاه زوفا



با بررسی نمودارهای جذب خطی برای هر دو نمونه مشاهده

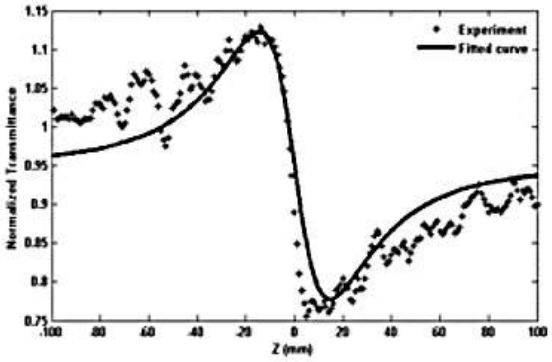
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

می‌شود که سبزی براسیکا و گیاه زوفا به ترتیب در طول موج-های ۵۴۲ و ۴۰۸ نانومتر دارای یک قله می‌باشند و سپس در هر دو نمونه یک افت به نسبت شدید اتفاق می‌افتد و در ادامه این روند کاهشی به مقدارهای نسبتاً ثابتی میل می‌کنند و با استفاده از رابطه زیر:

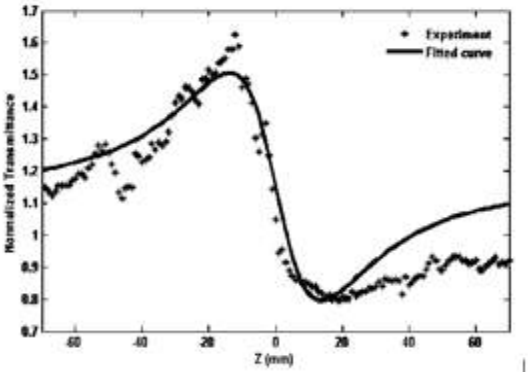
$$\alpha = -\frac{1}{L} lnT \qquad (۱)$$

که در آن $L = 1cm$ ضخامت سل آزمایشگاهی و T میزان عبور نور را نشان می‌دهد ضریب جذب خطی را می‌توان بدست آورد.

با استفاده از داده‌های هر دو آشکارساز نمودارهای *مربوط به ضریب شکست غیرخطی برای این دو ماده در* شدت $۷۷,۴kw/m^2$ در شکل‌های (۳،۴) نشان داده شده‌اند:



شکل۳: منحنی روزنه بسته جاروب-Z برای سبزی براسیکا



شکل ۴: منحنی روزنه بسته جاروب-Z برای گیاه زوفا

و بدین ترتیب برای محاسبه ضریب شکست غیرخطی از رابطه زیر استفاده می‌کنیم:

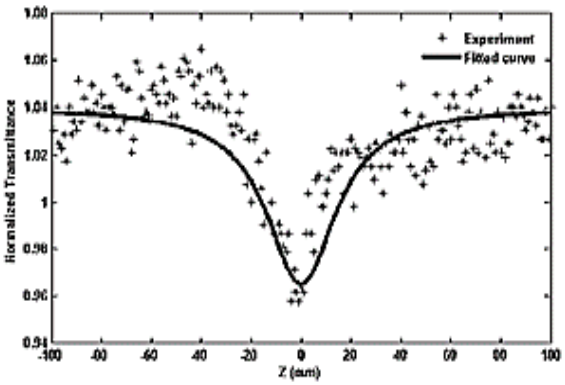
$$n_2 = \frac{\Delta T_{p-v}}{0.406(1-S)^{0.25} K I_0 L_{eff}} \qquad (۲)$$

که در آن $L_{eff} = \frac{1-e^{-\alpha L}}{\alpha}$ ضخامت موثر نمونه است و $L =$ 6.89mm می‌باشد، ΔT_{p-v} *اختلاف گذردهی نرمالیزه شده عبوری*، $K = \frac{2\pi}{\lambda}$ بردار موج، I_0 شدت پرتو لیزر درکانون است و $S = 1 - \exp(\frac{-2r_a^2}{\omega_a^2})$ گذار خطی روزنه می‌باشد که در آن r_a شعاع روزنه و ω_a شعاع پرتو روزنه است.

با بررسی نمودارهای سیستم جاروب-Z روزنه بسته و به واسطه پاسخ غیرخطی هر دو ماده مشاهده می‌شود که هر دو نمونه دارای ضریب شکست غیر خطی منفی می‌باشند که نشان دهنده پدیده خود واکانونی است.

حال برای محاسبه ضریب جذب غیرخطی که فقط برای سبزی براسیکا مشاهده شده است شکل (۵) از رابطه زیر استفاده می‌کنیم:

$$\Delta T(Z) = 1 - \frac{\beta I_0 L_{eff}}{2\sqrt{2}(1+X^2)} \qquad (۳)$$



شکل ۵: منحنی روزنه باز جاروب-Z برای سبزی براسیکا

وجود یک کمینه در نمودارهای حاصله برای سیستم جاروب-Z روزنه باز سبزی براسیکا نشان می‌دهد که در محیط جذب دوفوتونی اتفاق می‌افتد و ضریب جذب غیرخطی منفی ($\beta < 0$) است. تقارن منحنی‌های سیستم جاروب-Z روزنه بسته

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

مربوط به گیاه زوفا نشان می‌دهد که جذب در محیط اتفاق نمی‌افتد.

نتایج بدست آمده برای این دو ماده در جدول زیر آورده شده است:

جدول ۱: نتایج به دست آمده برای نمونه‌ها

	$\beta(^{cm}/_{W})$	$n_2 = (^{cm^2}/_{W})$	$\alpha(cm^{-1})$
براسیکا	1.6×10^{-4}	0.49×10^{-11}	0.69
زوفا	-	2.7×10^{-11}	1.27

۴- نتیجه‌گیری

دراین کار تجربی به بررسی خواص غیرخطی مرتبه سوم دو ماده آلی ارگانیک از دو خانواده مختلف با استفاده از روش جاروب-Z پرداخته شده است. با توجه به نمودارهای روزنه بسته برای هردو ماده و ترتیب قله- دره درمی‌یابیم که علامت ضریب شکست منفی است که نشان دهنده پدیده خود واکانونی می‌باشد. ضریب شکست غیرخطی برای هر دو ماده از مرتبه $10^{-11}\ m^2/w$ می‌باشد و با بررسی نمودارها برای هر دو ماده مشاهده می‌شود که ΔT_{p-v} برای گیاه زوفا بیشتر از سبزی براسیکا است. با بررسی اطلاعات مربوط به روزنه باز برای گیاه زوفا جذب غیرخطی چشمگیری مشاهده نشد و برای سبزی براسیکا این مقدار از مرتبه $10^{-4}m/w$ می‌باشد. از این مواد به دلیل خاصیت غیرخطی (تغییر ضریب شکست در اثر اعمال میدان نوری) می‌توان در سوئیچ‌های نوری استفاده کرد که کاربردهای زیادی از جمله در علم فوتونیک برای انتقال داده‌ها دارد، هم‌چنین استفاده از این مواد در صنعت پزشکی یکی دیگر از کاربردهای مهم این مواد می‌باشد [۱۲].

مراجع

[1] H. Motiei, A. Jafari and R. Naderali, "Third-order nonlinear optical properties of organic azo dyes by using strength of nonlinearity parameter and Z-scan technique." *J.* Optics & Laser Technology 88 (2017) 68-74.

[2] J. L. Bredas, C. Adant, P. Tackx, A. Persoons, and B. M. Pierce, Third-order nonlinear optical response in organic materials: theoretical and experimental aspects, *Chem. Rev*. **94**, 243–278, 1994.

[3] A. A. Raj, R. Gunaseelan, and P. Sagayaraj, Investigation on third order nonlinear optical, electrical and surface properties of organic stilbazolium crystal of 4-N, N-dimethylamino-N′-methylstilbazolium p-methoxybenzenesulfonate, *Opt. Mater. (Amst)*. **38**, 102–107, 2014.

[4] Sterling M." Got anthocyanins. These plant pigment are than coloring agents for fruit juices, wine and other beverages; they also contain an array of health-promoting benefits".NSN; 5(6):231-4, 2000.

[5] Grover Jk, Yadav SP, Vats V." Effect of feeding Murraya koeingii and Brassica juncea diet on [correction] kidney function and glucose levels in streptozotocin diabetic mice". J Ethnopharmacol; 85(1): 1-5, 2003.

[6] Yokozawa T, Kim HY, Cho EJ, Yamabe N, Choi Js. "*Protective effects of mustard leaf (Brassica juncea) against diabatic oxidative stress*". J Nutr Sci Vitaminol (Tokyo); 49(2): 87-93, 2003.

[7] Ana M. D˘zami´ca , Marina D. Sokovi´cb, Miroslav Novakovi´cc, Milka Jadraninc,Mihailo S. Risti´cd, Vele Te˘sevi´ce, Petar D. MarinaaUniversity," *Composition, antifungal and antioxidant properties ofHyssopus officinalis L. subsp. pilifer (Pant.) Murb.essential oil and deodorized extracts.* "J. Industrial Crops and Products 51, 401– 407, 2013.

[8] H.R. Khazaie, F. Nadjafi, M. Bannayan," Effect of irrigation frequency and planting density on herbage biomass and oil production of thyme (Thymus vulgaris) and hyssop (Hyssopus officinalis)."J. industrial crops and products 2 7, 315–321, 2013.

[9] S. KIZIL, N.HAŞİMİ, V. TOLAN, E.KILINÇ, H.KARATAŞ, "Chemical *Composition, Antimicrobial and Antioxidant Activities of Hyssop (Hyssopus officinalis L.) Essential Oil",* Not. Bot. Hort. Agrobot. Cluj 38 (3), 99-103, 2010.

[10] K.P.C.Vollhardt, N.E.Schore, " Organic chemistry ", W.H. Freeman and company, publishers, 1998.

[11] M. Sheik-Bahae, A.A. Said, E.W. Van Stryland," *High-sensitivity, single-beam n2 measurements"*, Opt. Lett. 14, 955-957, 1989.

[12] H. Motiei, A. Jafari and R. Naderali, "Third-order nonlinear optical properties of organic azo dyes by using strength of nonlinearity parameter and Z-scan technique." *J.* Optics & Laser Technology 88, 68-74, 2017.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

بررسی خواص نوری غیرخطی موادآلی ارگانیک با استفاده از روش جاروب-Z

آرزو صالح زاد، مرضیه سلیمی اشگه سو، ایوب طهماسبی، سمیرا مهری، اکبر جعفری دولاما

گروه فیزیک دانشگاه ارومیه، کیلومتر ۱۱ جاده نازلو، صندوق پستی ۱۶۵

چکیده- در این مقاله خواص نوری غیرخطی دو ماده آلی ارگانیک با استفاده از روش تک پرتوی حساس جاروب-Z بررسی می‌شوند که در آن از یک لیزر دیود پمپ پیوسته کار با طول موج ۵۳۲ نانومتر در یک شدت استفاده شده است. تحلیل نمودارها نشان می‌دهد ترتیب قله-دره در هر دو ماده بیانگر ضریب شکست غیرخطی منفی است که بر ظهور اثر خودواکانونی دلالت دارد همچنین بررسی نمودارهای بدست آمده برای نمونه ها نشان می‌دهد که زعفران دارای غیرخطیت بهتری نسبت به چای ترش است و همچنین آستانه جذب دوفوتونی بالاتری دارد.

کلید واژه - اپتیک خطی، اپتیک غیرخطی، روش جاروب-Z، مواد آلی ارگانیک.

Investigating non-linear optical properties of organic materials by using Z-scan technique

Arezoo Salehzad, Marzieh Salimiashkeso, Ayub Tahmasebi, Samira Mehri Akbar jafaridolama

Atomic and Molecular Group, Department of Physics, Faculty of Science, Urmia University.

Abstract- This experimental work is about the non-linear optical properties of two organic materials based on Z-scan method. The laser that used in this experimental method is a continuous wave diode pump laser at 532 nm wavelength and experiments were performed at one intensity. The depicted curves and the peak-valley arrangements show the non-linear refractive index for both matter is negative which indicates the self-defocusing effect. The analysis of the depicted curves for both materials shows that the sample of saffron has a better non-linearity than the sample of Hibiscus Sabdariffa and also has higher two-photon absorption threshold.

Keywords: Linear optic, Nonlinear optic, Z-scan technique, Organic materials.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

آزمایشات نشان می‌دهد که مواد آلی به سبب تنوع و رنگ خاصی که دارند جذب خطی خوبی در ناحیه مرئی از خود نشان می‌دهند [۱]. با برهم‌کنش میان الکترون فعال مواد آلی و میدان الکتریکی نوری، این مواد پاسخ‌های نوری غیرخطی چشمگیری از خود نشان می‌دهند [۲] که همین ویژگی، سبب استفاده از آن‌ها در زمینه‌های مختلف پزشکی، الکترونیک، فوتونیک و... شده است [۱و۲].

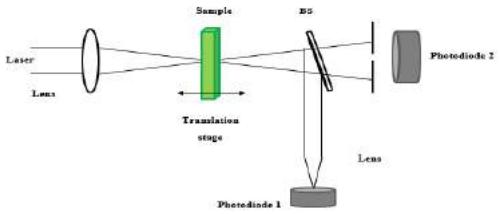
زعفران و چای ترش دو نوع ماده آلی ارگانیک هستند که به سبب ترکیباتی که دارند خواص ضد سرطانی بسیار خوبی از خود نشان می‌دهند [۳و۴]. روش‌های مختلفی برای اندازه گیری ضرایب نوری غیرخطی مواد وجود دارند که در این مقاله هدف بدست آوردن این ضرایب با استفاده از روش جاروب-Z است.

۲- مواد و روش انجام آزمایش

مواد: چای ترش از خانواده‌ی مالواسه است [۵]. این گیاه دارای خاصیت ضد سرطانی می‌باشد [۴]. زعفران متعلق به گونه زنبقیان بوده [۶] و حاوی ۱۵۰ ماده شیمیایی است که از میان آن‌ها کروسین که نوعی کاروتنوئید است [۷] سلول-های سرطانی را تحت تاثیر قرار می‌دهد [۳] از دیگر کاربردهای آن می‌توان به صنعت رنگ و هنر کتاب‌آرایی اشاره کرد [۸].

برای تهیه محلول این مواد ۱گرم از آن‌ها را در ۱۰ سی سی آب مقطر جوشیده شده ریخته و سپس به مدت ۵ دقیقه بر روی هیتر قرار می‌دهیم. محلول بدست آمده را صاف نموده و درون سلول موردنظر با ضخامت ۶,۸۹ میلی متر می‌ریزیم و سلول حاوی ماده را در سیستم جاروب-Z قرار می‌دهیم.

روش: روش جاروب-Z (شکل ۱) یک روش تک پرتوی حساس است که اولین بار توسط شیخ بهایی برای اندازه‌گیری ضریب جذب و ضریب شکست غیرخطی ارائه گردید [۹]. لیزر مورد استفاده در این بررسی ، یک لیزر دیودپمپ پیوسته کار با طول موج ۵۳۲ نانومتر می‌باشد.



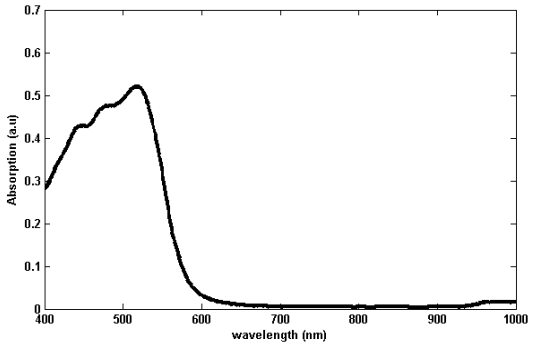
شکل ۱: طرح ساده‌ای از سیستم جاروب-Z

در این سیستم دو آشکارساز جهت ثبت داده ها تعبیه شده است به طوریکه آشکارساز اول ، ضریب شکست غیرخطی را اندازه می‌گیرد و آشکارساز دوم، شدت نوری عبوری در حضور روزنه را ثبت کرده و ضریب جذب غیرخطی را اندازه‌گیری می‌کند. ترتیب قله- دره در نمودارهای مربوط به روزنه بسته نشاندهنده ضریب شکست غیرخطی منفی و وقوع پدیده خودواکانونی می‌باشد [۱۰].

۳- نتایج و داده‌ها

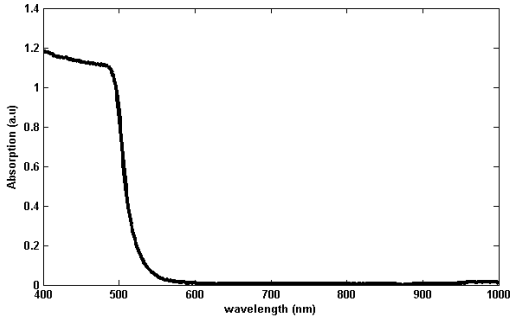
مواد آلی رنگزا توانایی بسیار بالایی در جذب نور در محدوده ۴۰۰-۸۰۰ نانومتر (ناحیه مرئی) را دارا هستند. این طیف متشکل از نوارهای جذبی بسیاری است که باهم، همپوشانی دارند که به دلیل انتقالات الکترونی مابین ترازهای مختلف انرژی صورت می‌گیرد.

با استفاده ازدستگاه اسپکتروفتومتر، طیف جذب خطی نمونه-ها به صورت زیر بدست آمد (شکل ۲ و ۳).



شکل ۲: طیف جذب خطی چای ترش

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد



شکل ۳: طیف جذب خطی زعفران

با توجه به شکل(۲) مشخص می‌شود که در محدوده طول موج ۵۰۰-۴۰۰ نانومتر با افزایش طول موج، میزان جذب خطی افزایش یافته و در ادامه یک افت نسبتا شدیدی را شاهد هستیم که با افزایش طول موج در محدوده‌های بالاتر به طور تقریبی مقدار ثابتی به خود میگیرد. با بررسی شکل (۳) مشاهده می‌شود در طول موج ۴۰۰ نانومتر این ماده بیش‌ترین میزان جذب خطی را دارد پس یک کاهش تدریجی در محدوده طول‌موج ۵۰۰-۴۰۰ نانومتر دیده می‌شود و در ادامه به یک افت شدید در نهایت مقدار ثابتی به خود می‌گیرد. مقدار جذب خطی با استفاده از رابطه:

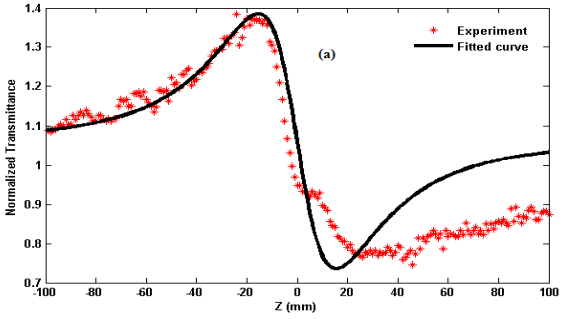
$$\alpha = -\frac{1}{L} ln T \qquad (۱)$$

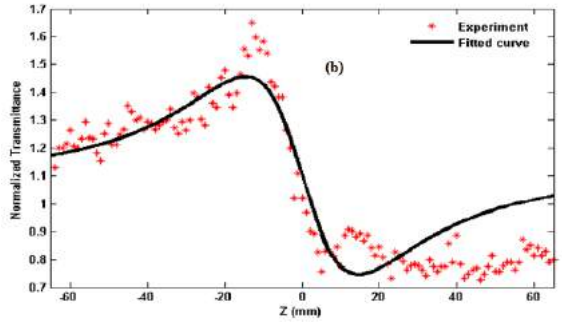
در طول موج ۵۳۲ نانومتر برای چای ترش و زعفران به ترتیب برابر با $\alpha = 1.20\ (\mathrm{cm})^{-1}$ و $\alpha = 2.71\ (\mathrm{cm})^{-1}$ میباشد که در این رابطه، L ضخامت سلول و T میزان عبور نور رانشان می‌دهد.

با استفاده از روش جاروب-Z روزنه بسته، ضریب شکست غیرخطی نمونه‌ها بدست آمد که نمودارهای مربوطه در شدت ۰,۷۵کیلووات بر مترمربع در شکل(۴) نشان داده شده‌اند.

برای محاسبه ضریب شکست غیرخطی از روابط زیر استفاده شده است:

$$n_2 = \frac{\Delta T_{p-v}}{0.406(1-S)^{0.25} K I_0 L_{eff}} \qquad (۲)$$





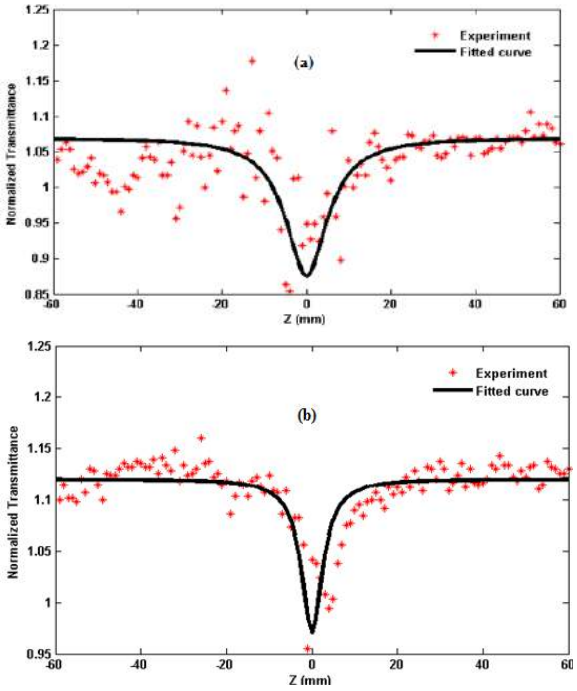
شکل۴: منحنی جاروب-Z روزنه بسته (a) چای ترش و (b) زعفران با شدت $75.0\ kw/m^2$

که در آن $L_{eff} = \frac{1-e^{-\alpha L}}{\alpha}$ ضخامت موثر نمونه است و L = 6.89mm می‌باشد، ΔT_{p-v} *اختلاف گذردهی نرمالیزه شده* عبوری، $K = \frac{2\pi}{\lambda}$ بردار موج، I_0 شدت پرتو لیزر درکانون است و $S = 1 - \exp(\frac{-2r_a^2}{\omega_a^2})$ گذار خطی روزنه می‌باشد که در آن r_a شعاع روزنه و ω_a شعاع پرتو روزنه است.

همانطور که از نمودارهای شکل (۴) مشاهده می‌شود برای هر دو نمونه، ضریب شکست غیرخطی منفی (بنابر ترتیب قله-دره) بدست می‌آید که این واکنش به دلیل پاسخ غیرخطی محیط مادی است.

هم‌چنین برای بدست آوردن ضریب جذب غیرخطی از روش جاروب-Z روزنه باز استفاده می‌شود. منحنی‌های گذار بهنجار شده برای نمونه در شدت ۰,۷۵کیلووات بر مترمربع بدست در شکل (۵) نشان داده شده اند:

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد



شکل۴. **منحنی جاروب-Z روزنه باز** (a) زعفران و (b) چای ترش با شدت $75.0\ kw/m^2$

با تحلیل نمودارهای بدست آمده برای سیستم جاروب-Z روزنه باز برای هر دو ماده یک کمینه مشاهده می‌شود که نشان دهنده ضریب جذب غیرخطی منفی بوده ($\beta < 0$) که بیانگر وقوع جذب دو فوتونی در محیط می‌باشد.

با استفاده از معادلات مذکور، ضرایب نوری غیرخطی نمونه‌ها در جدول۱ آورده شده‌اند:

جدول۱. ضرایب نوری غیرخطی نمونه‌ها در شدت $75.0\ kw/m^2$

	n_2 (Cm^2 /w)	(Cm /w)β
چای ترش	2.19×10^{-9}	1.7×10^{-4}
زعفران	4.45×10^{-9}	2.1×10^{-4}

۴- نتیجه‌گیری

به طور خلاصه در این بررسی، به مطالعه خواص نوری خطی و غیرخطی زعفران و چای ترش پرداخته شد. خواص غیرخطی نمونه‌ها در شدت $۰,۷۵\ kw/m^2$ با استفاده از روش جاروب-z و یک لیزر دیودپمپ پیوسته کار در طول موج ۵۳۲ نانومتر مورد بررسی قرار گرفتند که مشاهده شد ΔT_{p-v} برای زعفران بشتر از چای ترش است و همچنین ترتیب قله-دره در نمودارهای حاصله برای جاروب- Z روزنه بسته نشان‌دهنده ضریب شکست غیرخطی منفی می‌باشد و پدیده خودواکانونی رخ می‌دهد. با مقایسه نتایج بدست در-می‌یابیم که زعفران نسبت به چای ترش غیرخطیت بهتری از خود نشان می‌دهد و هم‌چنین دارای آستانه جذب دوفوتونی بالاتری نسبت به چای ترش است. عدم تقارن نمودارهای مربوط به سیستم جاروب-Z روزنه بسته نشان می‌دهد که در محیط جذب صورت گرفته است.

مراجع

[1] H. Motiei, A. Jafari and R. Naderali, "Third-order nonlinear optical properties of organic azo dyes by using strength of nonlinearity parameter and Z-scan technique." J. Optics & Laser Technology Vol. 88, PP. 68-74, 2017.

[2] Qusay Mohammed Ali, P.K. Palanisamy," Investigation of nonlinear optical properties of organic dye by Z-scan technique using He–Ne laser. "J. Optik Vol. 116, PP. 515–52, 2005.

[3] AlirezaMilajerdi, KuroshDjafarian, BanafsheHosseini , "The *toxicity of saffron (Crocus sativus L.) and its constituents against normal and cancer cells*", Journal of Nutrition & Intermediary Metabolism. Vol. 3, PP. 23-32, 2016.

[4] Chang-Che Chen, Jeng-Dong Hsu, San-Fa Wang, Huei-Ching Chiang, Mon-Yuan Yang, Erl-Shyh Kao, Yung-Chyan Ho, andChau-Jong Wang, "*Hibiscus sabdariffa* Extract Inhibits the Development of Atherosclerosis in Cholesterol-Fed Rabbits" , J. Agric. Food Chem. Vol. 51,No. 18, PP. 5472–5477, 2003.

[۵] جوادزاده ,سید مهدی؛ پرویز رضوانی مقدم؛ جواد اصیلی و سعیدرضا فلاح، بررسی اثرات فارماکولوژیکی گیاه دارویی چای ترش ازدیدگاه طب سنتی، همایش ملی کاربرد گیاهان دارویی در سبک زندگی و طب سنتی،۱۳۹۲.

[6]. M.Kafi, A.Koocheki, M.Nassiri, " Saffron (Crocus Sativus) production and processing " , 2006.

[7] Mohammad Sharrif Moghaddasi , "*Saffron chemicals and medicine usage*", Journal of Medicinal Plants Research. Vol.4, No 6, PP. 427-430, 2010.

[8] Gol Andam Sharifi, "*A Survey on Continuity of the Use of Saffron in Persian Arts of Book*", Journal of faculty of art Shahed university, 2014.

[9] M. Sheik-Bahae, A.A. Said, T. H. Wei, D. J. Hagan, and E. W. Van Stryland, "*Sensetive measurement of optical nonlinearities using a single beam*", IEEEJ. Quant. Electron. Vol. 26, PP. 760-769, 1990.

[10] M. Sheik-Bahae. A. A. Said, W. Tai-Huei, D. J. Hagan, and E. W. Van stryland, IEEE Journal of quantum electronics. Vol. 4, No. 26, 1990.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

درمان عارضه تومور مغزی با ترکیب روش‌های فوتودینامیک درمانی و مغناطیس درمانی

محمدامین کیوان، فاطمه رضائی، یگانه آقامحمدی بناب، فروغ شیخ، شادی تشکری

تهران، شریعتی، دانشکده فیزیک، دانشگاه خواجه نصیر الدین طوسی.

چکیده – این مقاله به مطالعه درمان تومور مغزی به وسیله ترکیب روش‌های فوتودینامیک درمانی و مغناطیس درمانی می‌پردازد. در این روش، داروهای حساس به نور توسط پرتو لیزر فعال می‌شوند که در نتیجه ی آن اکسیژن منفرد $^1O_2$ تولید می‌شود. لازم به ذکر است که اکسیژن منفرد، عامل از بین برنده سلول‌های سرطانی می‌باشد. بعلاوه، در این مقاله اثر افزودن میدان مغناطیسی در فرآیند لیزر درمانی مورد بررسی قرار گرفته است. نتایج نشان می‌دهد که اعمال میدان مغناطیسی به همراه تابش‌دهی لیزر، منجر به حلالیت بیشتر اکسیژن در خون انسان می‌شود. همچنین، نتایج شبیه‌سازی ریاضی گویای این مطلب است که این روش، یک روش موثر، مقرون به صرفه و سریع برای بهبود عملکرد فوتودینامک درمانی می‌باشد.

کلید واژه: فوتودینامیک درمانی، میدان مغناطیسی، لیزر.

Treatment of brain tumor by combination of methods of photodynamic theraphy and magnetic therapy

Mohammad Amin Keyvan, Fatemeh Rezaei, Yeganeh Aghamohammadi Bonab, Forough

Tehran, Shariati, Khaje Nasir Toosi University of Technology, Physics Faculty.

Abstract- This paper studies on brain tumor treatment through the combination of Photodynamic Therapy and magnetic field therapy. In this method, the photosensitizers are activated by exposing to the laser beam, which as a consequence, the singlet oxygen ($^1O_2$) is generated. It should be mentioned that singlet oxygen is a factor in the killing of the cancerous cells. Furthermore, in this paper the influences of the addition of a magnetic field are investigated in the process of laser therapy. The results show that the effect of magnetic field with laser irradiation lead to dissolving of more oxygen in human blood. Furthermore, the results of mathematical simulation illustrated that this method is this method is an effective, low-cost, and fast approach in improvement of influence of PDT therapy.

Keywords: Photodynamic therapy, magnetic field, laser.

Sheykh, Shadi Tashakori.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

اغلب تومورهای مغزی به وسیله سلول‌های بدخیم موجود در مغز به وجود می‌آیند که این بیماری بسیار مهلک بوده و سلول‌های عصبی را ویران می‌کند . این سلول‌ها از دسته سلول‌های خود بزرگ شونده و چندتایی می‌باشند . برای درمان سرطان، روش‌های گوناگونی از جمله جراحی، شیمی‌درمانی، پرتودرمانی و فوتودینامیک درمانی وجود دارد. فوتودینامیک درمانی یک روش موثر درمان با بهره-گیری از لیزر در بهبود بیماری‌های سرطانی از جمله سرطان مغز می‌باشد. درمان به شیوه فوتودینامیکی در مقایسه با شیمی درمانی و پرتودرمانی، به دلیل عوارض جانبی کمتر، گزیده‌تر می‌باشد. لازم به ذکر است که این روش تقریباً ۳۰ سال است که جهت درمان تومورهای مغزی مورد استفاده قرار گرفته است و نیز تحت پژوهش‌های بالینی دقیق می‌باشد [۱].

به دلیل نقش موثر اکسیژن در فوتودینامیک درمانی، در این مقاله، میزان پخش اکسیژن در بافت مغز در حضور میدان مغناطیسی بر مبنای مدل کراگ محاسبه شده است [۲]. همچنین، از داروی حساس به نور آمینولِوالینیک اسید (ALA) جهت درمان استفاده شده است.

۲-مبانی نظری

بطور کلی دو نوع روش در بهره‌گیری از تکنیک فوتودینامیک درمانی وجود دارد [۳]. در نوع اول، فعل و انفعال نور و رادیکال‌های یونی، تولید اکسیژن منفرد ($^1O_2$) می‌کند [۴]. در نوع دوم، که به علت اثر بخشی بیشتر نسبت به نوع اول در این مقاله مورد استفاده قرار گرفته است، داروهای حساس به نور توسط پرتو لیزر در طول‌موج مشخصی برانگیخته می‌شوند [۵]. سپس، اکسیژن حالت پایه ($^3O_2$) در مغز به اکسیژن منفرد $^1O_2$ برانگیخته می‌شود [۴]. لازم به ذکر است که در اینجا، $^1O_2$ عامل از بین برنده سلول‌های سرطانی می‌باشد. اکسیژن منفرد یکی از حالت‌های فعال مولکول اکسیژن می‌باشد که با تغییر اسپین یکی از الکترون‌های آخرین تراز اکسیژن به‌وجود می‌آید. عوامل زیادی از جمله داروی استفاده شده، شدت نور، طول‌موج پرتو لیزر و غلظت اکسیژن موجود، تعیین کننده میزان کارایی اکسیژن منفرد می‌باشند [۶].

به‌منظور انتخاب داروی حساس به نور مناسب، چند عامل باید در نظر گرفته شود: ۱) دارو نباید دارای سمیت باشد. ۲) باید قابلیت ارسال راحت به تومور را داشته باشد. ۳) بتواند توسط پرتو لیزر برانگیخته شود. ۴) در آب محلول باشد. ۵) مقرون به صرفه بوده و همچنین، ۶) در دسترس باشد. برخی از داروهای حساس به نور کارآمد عبارت اند از: ALA (5- aminolevulinic acid)، فوتوفرینها، پورفرینها، و Metvixia [۶, ۷].

در شرایط عادی ۹۸٪ از مولکول‌های اکسیژن محدود به هموگلوبین می‌باشند و تنها حدود ۲٪ از اکسیژن در خون حل شده است. این در حالی است که تنها اکسیژن حل شده در خون قابلیت پخش در بافت مغز را دارا می‌باشد [۸]. به‌طور کلی، نسبت بین اکسیژن مقید و اکسیژن حل شده توسط منحنی انحلال اکسیژن (ODC) بیان می‌شود. ODC طبق قانون هنری به میزان دی اکسید کربن موجود در خون، PH خون و دما بستگی دارد [۹]. همچنین، طبق مرجع [۱۰] میدان مغناطیسی می‌تواند حلالیت اکسیژن را در آب افزایش دهد. لذا، در این مقاله اثر میدان مغناطیسی بر میزان انحلال اکسیژن در خون مورد مطالعه قرار گرفته است.

۲-۱ تئوری و معادلات ریاضی

به‌منظور بررسی میزان اکسیژن حل شده، می‌توان معادله پیوستگی را به‌صورت زیر تعریف کرد[۱۱]:

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D\nabla^2 C - A(r) \quad (۱)$$

که در آن، C غلظت موضعی اکسیژن است. $A(r)$ تابعی وابسته به شعاع است که بیانگر ترخ مصرف متابولیک و اثر لیزر بر میزان اکسیژن می‌باشد که عبارت است از [۵]:

$$A(r) = S_\Delta \phi_t I_a \left(\frac{1}{1+\frac{k_d}{k_{oa}}C_A}\right).\left(\frac{1}{1+\frac{k_p}{k_{ot}}C_{^3O_2}}\right) - \Gamma \quad (۲)$$

پارامترهای تابع به‌علت تعدد در مرجع [۱۱] تعریف شده است که در آن Γ نرخ مصرف متابولیکی اکسیژن توسط

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

بافت است. نرخ اثر لیزر(ϕ_0) در پارامتر I_a قرار دارد، که این پارامتر را می‌توان به صورت زیر تعریف کرد[۱۱]:

$$I_a = 2.303\frac{\phi_0 \lambda \varepsilon C}{hcN_a}10^{-\varepsilon Cx} \quad (۳)$$

رابطه غلظت اکسیژن حل شده $C_{d_{O_2}}$ در خون و فشار اکسیژن موجود در خون را می‌توان توسط قانون هنری به‌صورت زیر نوشت:

$$C_{d_{O_2}} = a_{O_2}.P_{O_2} \quad (۴)$$

در رابطه فوق، a_{O_2} ضریب حل شدگی اکسیژن در خون است و مقدار آن برابر است با:

(۵)

$$a_{O_2} = 0.0031 mLO_2 / mmHgO_2 / dLBlood$$

با افزودن میدان مغناطیسی متغیر به شرایط آزمایش، جمله $\beta(H)$ که نمایانگر تغییر غلظت ایجاد شده به‌واسطه تاثیر میدان مغناطیسی است به معادله پیوستگی اضافه می‌شود.

در این مطالعه از میدان مغناطیسی متغیر استفاده شده است. نحوه عملکرد میدان مغناطیسی بر میزان انحلال اکسیژن در اکسیژن و بافت در رابطه زیر بر حسب شدت مغناطیسی نشان داده شده است:

$$\Delta B = 4nH(\chi_{O_2} - \chi_{sol}) \quad (۶)$$

$$\partial U = \frac{HdB}{8n} \quad (۷)$$

برای دستیابی به رابطه (۷)، از رابطه (۶) مشتق گرفته شده است. همچنین در رابطه (۷) ،n ضریب شکست و χ_{sol} میزان اکسیژن حل شده در بافت و χ_{O_2} میزان اکسیژن حل شده در خون می‌باشند. طبق قانون آووگادرو رابطه مابین فشار P و حجم V و دما T به‌صورت زیر می‌باشد:

$$PV = nRT \quad (۸)$$

با اعمال مشتق زمانی در طرفین رابطه (۸) عبارت زیر حاصل می‌شود:

$$\frac{\partial P}{\partial t}V = nR\frac{\partial T}{\partial t} \quad (۹)$$

و برای رابطه بین میدان مغناطیسی متغیر و دما داریم:

$$\frac{\Delta T}{\partial t} = \frac{-H^2 T(\chi_{O_2} - \chi_{sol})}{4Q} \quad (۱۰)$$

با جاگذاری روابط فوق در قانون آووگادرو، می‌رسیم به:

$$\beta(H) = nR\left(H^2\frac{\partial T}{\partial t}(\chi_{O_2} - \chi_{sol})\right)\partial T \quad (۱۱)$$

$$-nRT(\chi_{O_2} - \chi_{sol})2H\frac{\partial H}{\partial t}$$

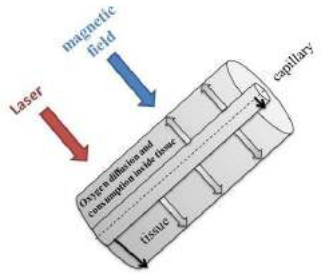
از آنجا که تغییرات دمایی نداریم (مشتق دما نسبت به زمان صفر است) و معادله (۱۱) به‌صورت زیر ساده می‌شود:

$$\beta(H) = \frac{1}{a_{O_2}}\frac{nRT}{V}2H\frac{\partial H}{\partial t}(\chi_{O_2} - \chi_{sol}) \quad (۱۲)$$

که در آن H میدان مغناطیسی متغیر، V حجم رگ، R ثابت گازها، و T دمای بدن است. میزان اکسیژن حل شده در بافت χ_{sol} برابر با $2.9\times10^{-5} cm^3O_2 / cm^3 Blood - mmHg$ می‌باشد و میزان اکسیژن موجود در خون χ_{O_2} برابر با $167.58\times10^{-5} cm^3O_2 / cm^3 Blood - mmHg$ می‌باشد. معادله (۱۲) میزان تغییر غلظت اکسیژن را به واسطه حضور میدان مغناطیسی نشان می‌دهد. این رابطه به معادله (۱) افزوده می‌شود تا میزان عملکرد درمان PDT با افزودن میدان مغناطیسی مشخص شود.

۲-۲ نتایج و بحث

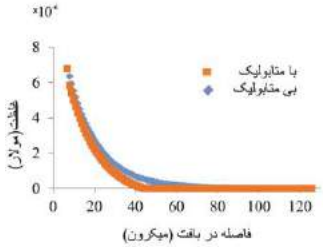
شماتیکی از مدل کراگ که نمایانگر نحوه گسترش اکسیژن در بافت است در شکل (۱) نشان داده شده است.



شکل ۱: نمایی از مدل کراگ جهت نمایش نحوه توزیع اکسیژن.

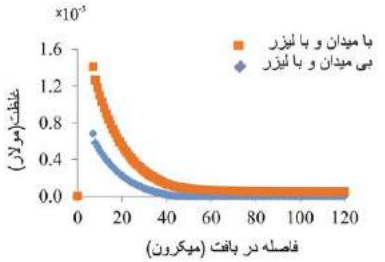
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

با حل معادله (۱)، تحولات غلظت اکسیژن با و بدون درنظر گرفتن مصرف متابولیک و در غیاب میدان مغناطیسی در شکل (۲) نشان داده شده است.



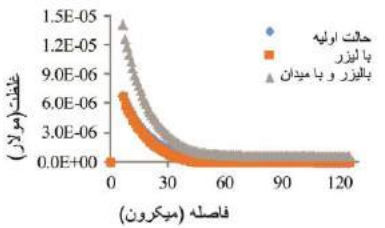
شکل ۲: غلظت اکسیژن با و بدون مصرف متابولیک به‌صورت تابعی از فاصله. نقطه شروع مکان، شعاع مویرگ تا شعاع نهایی بافت می‌باشد.

همانطور که ملاحظه می‌شود با مصرف متابولیک، از میزان اکسیژن کاسته می‌گردد. همچنین، عملکرد تابش همزمان لیزر و میدان مغناطیسی بر میزان غلظت اکسیژن مورد نیاز برای درمان PDT در شکل ۳ مورد بررسی قرار گرفته است.



شکل ۳. تاثیر تابش همزمان لیزر و میدان مغناطیسی بر غلظت اکسیژن.

همانطور که در شکل فوق ملاحظه می‌شود، اعمال میدان منجر به افزایش غلظت اکسیژن شده است. به‌عبارتی میدان باعث افزایش عمق نفوذ و حتی غلظت اکسیژن سه‌گانه در بافت شده است. لذا، غلظت اکسیژن منفرد نیز به‌دنبال آن افزایش یافته که این عمل منجر به موثرتر شدن عمل تخریب بافت سرطانی می‌شود. در نهایت نیز مقایسه‌ای بین اعمال میدان و لیزر و پخش نرمال اکسیژن بدون میدان و بی لیزر در بافت در شکل ۴ ارائه گردیده است.



شکل ۴: مقایسه‌ای بین اعمال میدان و لیزر و پخش نرمال اکسیژن.

همانطور که در شکل ۴ ملاحظه می‌گردد از بین سه وضعیت موجود تابش همزمان میدان و لیزر میزان اکسیژن را افزایش داده و این امر کمک به پروسه درمان نموده است.

۳- نتیجه‌گیری

دراین مقاله، اثر تابش همزمان لیزر و میدان مغناطیسی بر عملکرد درمان مبتنی بر PDT بررسی شده است. نتایج نشان داده‌اند که میدان مغناطیسی می‌تواند میزان اکسیژن مورد نیاز برای درمان را افزایش دهد.

مراجع

1. Eljamel, M.S., Brain photodiagnosis (PD), fluorescence guided resection (FGR) and photodynamic therapy (PDT): past, present and future. Photodiagnosis and photodynamic Therapy, 2008. **5**(1): p. 29-35.

2. Grimes, D.R., et al., *A method for estimating the oxygen consumption rate in multicellular tumour spheroids.* Journal of The Royal Society Interface, 2014. **11**(92): p. 20131124.

3. Fisher, W., et al., *Simultaneous Two-Photon Activation of Type-I Photodynamic Therapy Agents.* Photochemistry and photobiology, 1997. **66**(2): p. 141-155.

4. Dolmans, D.E., D. Fukumura, and R.K. Jain, *Photodynamic therapy for cancer*. Nature reviews cancer, 2003. **3**(5): p. 380-387.

5. Liu, B., T.J. Farrell, and M.S. Patterson, A dynamic model for ALA-PDT of skin: simulation of temporal and spatial distributions of ground-state oxygen, photosensitizer and singlet oxygen. Physics in medicine and biology, 2010. **55**(19): p. 5913.

6. Chen, W. and J. Zhang, Using nanoparticles to enable simultaneous radiation and photodynamic therapies for cancer treatment. Journal of nanoscience and nanotechnology, 2006. **6**(4): p. 1159-1166.

7. Brown, S.B., E.A. Brown, and I. Walker, *The present and future role of photodynamic therapy in cancer treatment.* The lancet oncology, 2004. **5**(8): p. 497-508.

8. Piiper, J., Oxygen supply and energy metabolism, in Comprehensive Human Physiology. 1996, Springer. p. 2063-2069.

9. Pray, H.A., C. Schweickert, and B. Minnich, *Solubility of hydrogen, oxygen, nitrogen, and helium in water at elevated temperatures.* Industrial & Engineering Chemistry, 1952. **44**(5): p. 1146-1151.

10. Vacek, V., The effect of an external magnetic field on the solubility of oxygen in water. Thermochimica Acta, 1980. **35**(2): p. 181-185.

11. Henning, J.P., R.L. Fournier, and J.A. Hampton, *A transient mathematical model of oxygen depletion during photodynamic therapy.* Radiation research, 1995. **142**(2): p. 221-226.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

اندازه‌گیری ضریب سره در مایعات با استفاده از انحراف‌سنجی ماره

احد صابر[۱]، سمیرا رضایی[۱]، سحر گل‌محمدی[۱]

۱- دانشکده علوم، دانشگاه محقق اردبیلی، اردبیل، کد پستی ۵۶۱۹۹-۱۱۳۶۷

در این مقاله روش جدیدی مبتنی بر تکنیک انحراف‌سنجی ماره برای اندازه‌گیری ضریب پخش گرمایی مایعات ارائه شده است و ضریب سره محلول ۱۰ درصد ساکارز در آب اندازه‌گیری شده است. بدین منظور مخزن پخش حاوی محلول یکنواخت آب و شکر در سیستم انحراف‌سنج ماره قرار می‌گیرد و دو انتهای آن توسط یک سیستم خنک کننده آبی در دماهای متفاوت T_0 و T_1 نگه داشته می‌شود. به‌خاطر اختلاف دما، گرادیان دمای خطی در سیستم ایجاد می‌شود و موجب شارش جرم از یک سمت به سمت دیگر می‌شود. با گذشت زمان در محیط گرادیان غلظت نیز ایجاد می‌شود که آن نیز باعث شارش ماده در جهت عکس می‌گردد. در نهایت این دو پدیده به حالت تعادل می‌رسند تا شارش خالص جرم صفر شود. با قطع کردن اختلاف دما ابتدا گرادیان دما و سپس گرادیان غلظت از بین می‌رود و باعث جابجایی فریزهای ماره می‌شود. از روی میزان انحراف فریزهای ماره گرادیان ضریب شکست و سپس ضریب سره محاسبه می‌شود.

کلید واژه- انحراف سنجی ماره – ضریب سره – گرادیان دما

Measuring the soret coefficient of liquids using moiré deflectometry

Ahad Saber[1], Samira Rezaei[1], Sahar Golmohamadi[1]

Department of Science, University of Mohaghegh Ardabili, Ardabil, 56199-11367, Iran.

A new method is introduced to measure the thermal diffusion coefficient, based on moiré deflectometry. The soret coefficient of sucrose-water solution of 10% is measured. A cell containing the homogeneous solution of sucrose and water solution is placed in a moiré deflectometry system. Using a water cooling system, the two end of the cell is held on different temperatures T_0 and T_1. This causes a linear temperature gradient inside the solution and a mass transfer occurred from one side to other side. A concentration gradient is also occurred over time, which causes mass transfer in opposite direction. Finally these two phenomena reach to equilibrium and the net mass transfer gets zero. By cutting off the temperature difference, first, the temperature gradient, and then the concentration gradient, disappears, and causes the displacement of moiré fringes. The moiré fringes deflections are used to measure the refractive index gradient inside the cell and then the soret coefficient is derived.

Keywords: Moiré deflectometry, Soret coefficient, Temperature gradient.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

اگر محیطی دارای ناهمگنی دمایی باشد، حرکت مولکولی ناشی از آن را پخش گرمایی می‌گویند که به اثر سره معروف است [۱]. این اثر توسط دانشمند سوئیسی چارلز سره در سال ۱۸۷۹ کشف شده است [۲]. سره مشاهده کرد که وقتی دو انتهای لوله‌ای حاوی محلول یکنواختی از نمک در دماهای مختلفی نگه داشته می‌شود، غلظت نمک در انتهای سردتر بیشتر از غلظت آن در انتهای گرم‌تر می‌شود. بنابراین او نتیجه گرفت که به خاطر گرادیان دما نمک شارش می‌یابد و در حالت تعادل باعث ایجاد گرادیان غلظت در محلول می‌شود. سره این پدیده را با جزئیاتش مطالعه و فرمولبندی کرد [۳].

اثر سره اهمیت فراوانی در مطالعه استخرهای خورشیدی [۴] و ساختار میکرونی اقیانوس‌ها [۵] بواسطه وجود محلول نمک و گرادیان دما در آنها، جریان همرفت ستاره‌ها، مخازن طبیعی هیدروکربن جهت استخراج بهینه نفت خام [۶] و سیستم‌های بیولوژیکی به خاطر انتقال جرم از غشاهای سلولی در اثر گرادیان دمایی [۷] دارد.

روش‌های مطاله اثر سره شامل مطالعات آن به همراه همرفتی و بدون همرفتی است [۸]. روش‌های اپتیکی به دلیل اینکه روش‌هایی دقیق، غیرمخرب، زمان-واقعی و قابل اعتماد هستند، پتانسیل فراوانی برای مطالعه پخش گرمایی دارند. تاکنون از روش انحراف باریکه لیزر برای اندازه‌گیری ضریب سره استفاده شده است [۹].

در این مقاله روش جدیدی برای مطالعه اثر سره بکار برده می‌شود که مبتنی بر روش انحراف‌سنجی ماره است. این روش یکی از روش‌های قدرتمند برای اندازه‌گیری‌های اپتیکی است و قادر است انحراف‌های بسیار کوچک نور را اندازه‌گیری کند. مزیت انحراف سنجی ماره نسبت به روش‌های اپتیکی دیگر، سادگی بکارگیری آن، کم هزینه بودن و حساسیت پایین نسبت به لرزش‌های خارجی است. انحراف‌سنجی ماره تاکنون کاربردهای زیادی در اندازه‌گیری خواص فیزیکی و نوری محیط‌های شفاف داشته است. از آن در اندازه‌گیری ضریب پخش مایعات [۱۰]، مطالعه گرادیان دما در هوا و مایعات، مطالعه محیط‌های پاشنده و مطالعه اجسام فازی و رویه نگاری استفاده شده است [۱۱].

۲- تکنیک انحراف‌سنجی ماره

اندازه‌گیری انحراف نور در عبور یا بازتاب از اجسام فازی به کمک فریزهای ماره، انحراف‌سنجی ماره نامیده می‌شود. چیدمان یک انحراف‌سنج شامل دو توری است که در فاصله zاز همدیگر قرار گرفته‌اند و خطوط‌شان نسبت به هم زاویه کوچک α دارد. گام فریزهای ماره که از برهم‌نهی تصویر توری اول روی توری دوم و توری دوم تشکیل می‌شود، برابر است با:

$$d_m = \frac{d}{\alpha} \qquad (۱)$$

که d گام هر یک از توری‌ها است. اگر پرتو نور فرودی به توری اول به اندازه θ منحرف شود، تصویر آن روی توری دوم به اندازه $z\theta$ جابجا خواهد شد و باعث جابجایی فریزهای ماره به اندازه h خواهد شد:

$$h = \frac{z\theta}{\alpha} \qquad (۲)$$

با استفاده از معادله مسیر نور در محیط‌های غیریکنواخت می‌توان نشان داد که اگر نور از محیطی با گرادیان ضریب شکست $\frac{dn(x)}{dx}$ عبور کند، آنگاه راستای انتشار اولیه نور به مقدار $\theta(x)$ منحرف خواهد شد [۱۲].

$$\theta(x) = \frac{L}{n_0}\frac{dn(x)}{dx} \qquad (۳)$$

که L طول محیط در راستای انتشار نو و n_0 ضریب شکست محیط در محل فرود نور است. اگر این باریکه نور از انحراف‌سنج ماره عبور کند، آنگاه باعث جابجایی فریزهای ماره به اندازه

$$h(x) = \frac{Lz}{n_0\alpha}\frac{dn(x)}{dx} \qquad (۴)$$

خواهد شد. به عبارت دیگر می‌توان مقدار گرادیان ضریب شکست را از میزان انحراف فریزهای ماره حساب کرد:

$$\frac{dn(x)}{dx} = \frac{n_0 d}{Lzd_m}h(x) \qquad (۵)$$

۳- پخش گرمایی

اگر پخش فقط در راستای x صورت گیرد، آنگاه شارش جرم در جهت x به صورت زیر خواهد بود [۸]:

$$J_x = -\rho D\frac{\partial \mathrm{c}}{\partial \mathrm{x}} - \rho D_T C_0(1-C_0)\frac{\partial T}{\partial x} \qquad (۶)$$

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

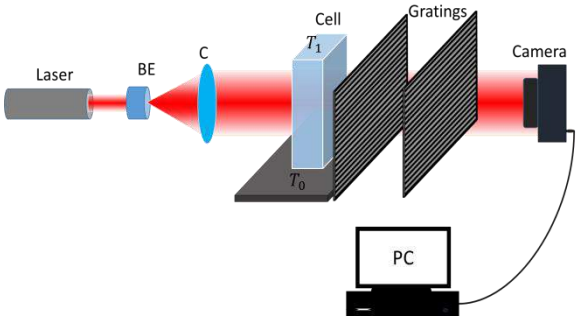
که C غلظت، D ضریب پخش ماده مرجع و D_T ضریب پخش گرمایی است. در حالت پایا شارش ماده J_x صفر خواهد بود و در نتیجه بین گرادیان دما و گرادیان غلظت رابطه زیر برقرار می‌شود:

$$\frac{\partial c}{\partial x} = -S_T c_0(1-c_0)\frac{\partial T}{\partial x} \qquad (۷)$$

که S_T ضریب سره است و برای اندازه‌گیری آن باید $\frac{\partial c}{\partial x}$ و $\frac{\partial T}{\partial x}$ را اندازه‌گیری کنیم. با توجه به اینکه هدایت گرمایی و پخش به لحاظ زمانی چند مرتبه بزرگی با هم تفاوت دارند، می‌توان اثرات آنها را از هم دیگر تفکیک کرد. پخش گرمایی معمولا خیلی سریعتر از پخش جرمی اتفاق می‌افتد و در نتیجه بلافاصله بعد از برقراری اختلاف دما، گرادیان دمایی ایجاد می‌شود که آثار آن را می‌توان ثبت کرد و $\frac{\partial T}{\partial x}$ را اندازه‌گیری کرد. تغییراتی که در زمان‌های دیرتر اتفاق می‌افتد، به دلیل گرادیان غلظت است. در نتیجه آثار مشاهده شده در زمانهای بلندتر مربوط به هر دو گرادیان دمایی و غلظتی است و با اندازه‌گیری آن و در نظر گرفتن گرادیان دمایی می‌توان مقدار گرادیان غلظتی، $\frac{\partial c}{\partial x}$ را نیز مشخص کرد و از روی آنها ضریب سره را محاسبه کرد. از طرف دیگر این کار را می‌توان بلافاصله پس از قطع اختلاف دمایی نیز انجام داد، اثراتی که در ابتدا دیده می‌شود مربوط به گرادیان دما و گرادیان غلظت است و بعد از گذشت زمان نسبتا کوتاهی گرادیان دما از بین می‌رود و آن چه باقی می‌ماند مربوط به گرادیان غلظت خواهد بود. بنابراین اندازه‌گیری گرادیان ضریب شکست در زمان‌های بلندتر مستقیما گرادیان غلظت را بدست می‌دهد.

۴- چیدمان آزمایش و نتایج تجربی

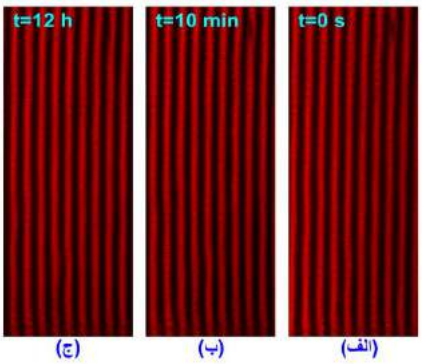
طرحواره چیدمان آزمایشگاهی مورد استفاده در شکل (۱) نمایش داده شده است. در این آزمایش از لیزر دیودی با طول موج $\lambda = 655nm$ استفاده شده است. ابتدا نور لیزر توسط پالایه فضایی BE باز می‌شود و به جبهه موج کروی تبدیل می‌شود، سپس با استفاده از یک عدسی همگرا C موازی می‌شود. نور موازی شده از مخزن پخش عبور می‌کند. مخزن پخش روی سطحی قرار گرفته است که دمای آن با استفاده از یک سیستم خنک کننده آبی در مقدار ثابت T_0 نگه داشته می‌شود. دمای سطح بالایی



شکل ۱: طرحواره‌ی چیدمان آزمایش

مخزن با دمای محیط، T_1، برابر است. ارتفاع مخزن پخش حدود $2.2cm$ است. پس از اینکه نور از مخزن پخش عبور کرد به چیدمان انحراف‌سنج ماره می‌رسد که از دو توری با گام‌های یکسان $d = 0.2mm$ تشکیل شده است. فاصله بین دو توری برابر با یکی از فواصل تالبوت انتخاب می‌شود. پس از چیدمان انحراف‌سنج ماره دوربین نیکون D5200 جهت ثبت الگوی فریزهای ماره قرار گرفته است. فریزهای ماره تشکیل شده روی توری دوم در زمان‌های از پیش تعیین شده توسط دوربین ثبت می‌شوند و در کامپیوتر ذخیره می‌شوند.

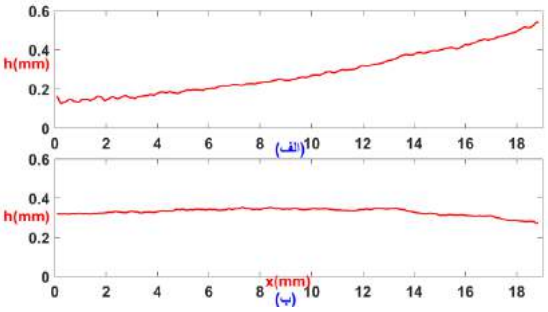
برای بررسی پخش گرمایی ابتدا مخزن پخش را به مدت ۲۴ ساعت در اختلاف دمایی T_0 و T_1 نگه می‌داریم تا حالت پایا ایجاد شود. سپس اختلاف دمایی را قطع می‌کنیم و در زمان‌های مختلف پس از قطع کردن اختلاف دمایی فریزهای ماره را ثبت می‌کنیم. در شکل ۲ (الف- ج) فریزهای ماره درست قبل از قطع کردن اختلاف دما، ۱۰ دقیقه پس از آن و ۱۲ ساعت پس از آن نشان داده شده است.



شکل ۲: فریزهای ماره (الف) در موقع قطع کردن اختلاف دمایی، (ب) ۱۰ دقیقه پس از قطع اختلاف دما و (ج) ۱۲ ساعت پس از قطع اختلاف دما

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

جابجایی فریزهای ماره در زمان $t = 10min$ نسبت به $t = 0$، همچنین $t = 10min$ نسب به $t = 12h$ اندازه‌گیری شده و در شکل ۳ نمایش داده شده است.



شکل ۳: جابجایی فریزهای ماره (الف) بین زمان‌های $t = 0$ و $t = 10min$ و (ب) بین زمان‌های $t = 10min$ و $t = 12h$

برای محاسبه ضریب سره رابطه (۷) را به شکل زیر می‌نویسیم:

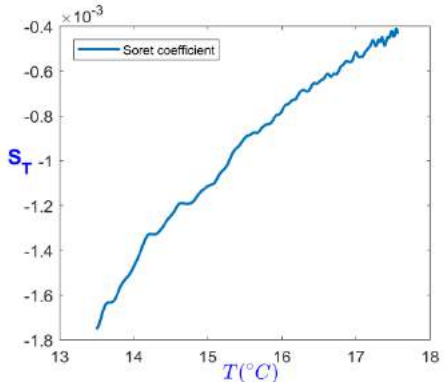
$$S_T = -\frac{\frac{\partial n}{\partial T}\frac{\partial n}{\partial x}|_T}{C_0(1-C_0)\frac{\partial n}{\partial C}\frac{\partial n}{\partial x}|_C} \qquad (۸)$$

که $\frac{\partial n}{\partial x}|_T$ تغییرات ضریب شکست در دمای ثابت و به خاطر گرادیان غلظت، $\frac{\partial n}{\partial x}|_C$ تغییرات ضریب شکست در غلظت ثابت و به خاطر گرادیان دما است که مقادیر آن با استفاده از رابطه (۵) و نمودارهای شکل ۳ (الف) و (ب) محاسبه می‌شود. طبق مرجع [۱۳] مقدار $\frac{\partial n}{\partial C}$ برای غلظت ۱۰ درصد ساکارز در بازه دمایی $13°C$ تا $20°C$ تقریبا ثابت و برابر با 0.155 است. همچنین $\frac{\partial n}{\partial T}$ در این بازه رفتار خطی دارد که مقدار آن را می‌توان از رابطه زیر بدست آورد.

$$\frac{\partial n}{\partial T}(T) = -(2.557\,T + 51.55) \times 10^{-6}/°C \qquad (۹)$$

C_0 غلظت اولیه ساکارز د آب است که در این آزمایش 10 درصد است. با استفاده از این مقادیر و رابطه (۸) ضریب سره محاسبه شده است و در شکل (۴) نمایش داده شده است.

در این پژوهش ضریب سره برای پخش گرمایی محلول ۱۰ درصد ساکارز در آب به صورت تابعی از دما و با استفاده از روش انحراف‌سنجی ماره اندازه‌گیری شد. نتایج آزمایش به خوبی با نتایج سایر مقالات سازگار است.



شکل ۴: ضریب سره محلول ۱۰% شکر در آب بر حسب تابعی از دما

مراجع

[1] Cussler, Edward Lansing, *Diffusion: mass transfer in fluid systems*, Cambridge university press, 2009.

[2] M. Eslamian, Advances in thermodiffusion and thermophoresis (soret effect) in liquid mixtures, Frontiers in Heat and Mass Transfer, 2, 2012.

[3] C. Soret, Influence de la température sur la distribution des sels dans leurs solutions, 1880.

[4] H. Weinberger, the physics of the solar pond, *SPIE milestone series*, 54, 545–556, 1993.

[5] C. Gregg, Michael the microstructure of the ocean, *Scientific American*, 228, 64–77, 1973.

[6] F. Montel, La place de la thermodynamique dans une modélisation des répartitions des espèces d'hydrocarbures dans les réservoirs pétroliers. incidence sur les problèmes de production. *Entropie*, 34, 7–9, 1998.

[7] F. J. Bonner and Lars-Olof. Sundelöf, thermal diffusion as a mechanism for biological transport, Zeitschrift für Naturforschung C, 39, 656–661, 1984.

[8] J. K. Platten, The soret effect: a review of recent experimental results, Journal of applied mechanics, 73, 5–15, 2006.

[9] K. J. Zhang, M. E. Briggs, R.W. Gammon, and J. V. Sengers, Optical measurement of the soret coefficient and the diffusion coefficient of liquid mixtures, The Journal of chemical physics, 104, 6881–6892, 1996.

[10] K. Jamshidi-Ghaleh, M. T. Tavassoly, and N. Mansour, Diffusion coefficient measurements of transparent liquid solutions using moiré deflectometry, Journal of Physics D: Applied Physics, 37, 1993, 2004.

[11] Kafri, Oded, Keren, Eliezer, Kreske, Kathi, and Zac, Yaacov. Moire deflectometry with a focused beam: radius of curvature, microscopy, and thickness analysis. Applied optics, 29, 133–136, 1990.

[۱۲] احد صابر، سمیرا رضایی، سحر گلمحمدی، اندازه‌گیری گرادیان دما در مایعات با استفاده از انحراف‌سنجی ماره، بیست و سومین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران، دانشگاه تربیت مدرس، ۱۲ تا ۱۴ بهمن ۱۳۹۵

[13] Blanco, Pablo, Kriegs, Hartmut, Arlt, Bastian, and Wiegand, Simone, Thermal diffusion of oligosaccharide solutions: the role of chain length and structure. The Journal of Physical Chemistry B, 114, 10740–10747, 2010.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

بیست و چهارمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک و
دهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران
۱۰ الی ۱۲ بهمن ۹۶ – دانشگاه شهرکرد
24th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2018) and
9th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2018)
Jan 30 - Feb 1 , 2018 - Shahrekord University

مطالعه پخش در مایعات با استفاده از پراش فرنل از لبه گوه فازی

احد صابر[۱]، سحر گل‌محمدی[۱]

۱- دانشکده علوم، دانشگاه محقق اردبیلی، اردبیل، کد پستی ۱۱۳۶۷-۵۶۱۹۹

در این مقاله از طرح پراش فرنل از لبه گوه فازی برای اندازه‌گیری ضریب پخش مایعات استفاده شده است. پراش از لبه گوه وقتی که در محیط یکنواخت قرار می‌گیرد، شامل فریزهای مورب با گام یکسان است. وقتی گوه داخل مخزن پخش قرار می‌گیرد، الگوی فریزهای مربوط به نایکنواختی محیط پخش در فریزهای گوه مدوله می‌شوند. طرح پراش از لبه گوه با استفاده از دوربین *CCD* ثبت و در کامپیوتر ذخیره می‌شود. فریزهای پراش به کمک روش تبدیل فوریه تحلیل می‌شوند و توزیع فاز آنها بدست می‌آید. از روی توزیع فاز فریزها، توزیع ضریب شکست در مخزن پخش محاسبه می‌شود و از روی آن ضریب پخش بدست می‌آید. با این روش ضریب پخش محلول ۲ درصد ساکارز – آب و آب $D = (0.48 \times 10^{-5} \pm 0.02 \times 10^{-5}) cm^2/s$ گزارش می‌شود.

کلید واژه- پراش فرنل، پله فازی، ضریب پخش، ضریب شکست

Study of diffusion in liquids using Fresnel diffraction from the edge of a phase wedge

Ahad Saber[1], Sahar Golmohamadi[1]

Department of Science, University of Mohaghegh Ardabili, Ardabil, 56199-11367, Iran.

In this paper the Fresnel diffraction pattern from the edge of a phase wedge is used to measure the diffusion coefficient of liquids. The diffraction pattern of the wedge contains oblique fringes of equal spacing when its surrounding medium is homogeneous. If the wedge is installed in a cell containing the diffusion liquids, the diffraction fringes of the inhomogeneity of the diffusion media are modulated in the wedge fringes. The diffraction pattern is recorded using a CCD and stored in a computer. The fringes are analyzed using the Fourier transform method and their phase distribution are derived. The refractive index profile inside the diffusion cell is calculated and the diffusion coefficient is derived. For diffusion of sucrose-water solution of 2% and water we derived the diffusion coefficient as $D = (0.48 \times 10^{-5} \pm 0.02 \times 10^{-5}) cm^2/s$.

Keywords: Diffusion coefficient, Fresnel diffraction, Phase step, Refractive index

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

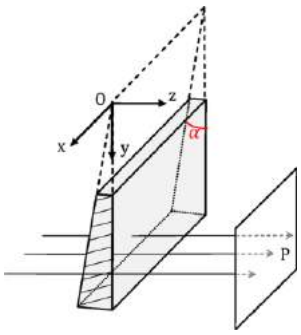
درک بهتر پدیده انتقال جرم که بواسطه ناهمگنی در محیط ایجاد می‌شود، نقش کلیدی در بیوشیمی و داروسازی دارد [۱]. مطالعه پخش مولکول‌های حامل اکسایشی در محلول‌ها از مهمترین نکات در طراحی و عملکرد باتریهای Li-ion است [۲]. با توجه به اهمیت فرآیند پخش در زمینه‌های مختلف دیگر مانند سیستم‌های بیولوژیکی، رشد کریستال‌ها و جداسازی ایزوتوپ‌ها، مطالعات زیادی در زمینه پخش صورت گرفته است که شامل روش‌های اپتیکی مانند روش‌های مختلف تداخل‌سنجی [۶-۱]، تکنیک ماره [۷]، و تمام‌نگاری [۸و۹] است. همچنین پراش از پله فازی برای اندازه‌گیری ضریب پخش مایعات بکار برده شده است [۱۰]. روش‌های تداخل‌سنجی با وجود مزایای بسیار زیادشان مانند قابل اعتماد بودن نتایج، اندازه‌گیری‌های غیرمخرب و نتایج زمان‌واقعی، به ارتعاشات محیط حساس هستند و چیدمان پیچیده‌ای دارند. از طرف دیگر پراش از لبه پله فازی با دارا بودن مزایای تداخل‌سنجی این معایب را ندارد. در اختلاف غلظت‌های پایین محلول‌های پخش، توزیع شدت پراشیده از لبه تیغه در راستای پخش به کندی تغییر می‌کند و در نتیجه تحلیل فریزها را مشکل می‌سازد و می‌تواند دقت اندازه‌گیری را پایین آورد.

در این مقاله از الگوی پراش فرنل از لبه یک گوه فازی برای مطالعه فرآیند پخش استفاده می‌شود. با این کار امکان مدوله کردن تغییرات شدت بواسطه محیط پخش، که در نتیجه وجود گرادیان ضریب شکست ایجاد شده است، در فریزهای مورب گوه فراهم می‌شود و در نتیجه اندازه‌گیری فاز دقیق‌تر صورت می‌گیرد.

قبلا الگوی پراش از لبه گوه فازی همچنین در اندازه‌گیری ضریب شکست مایعات و جامدات شفاف استفاده شده است [۱۱].

۲- پراش فرنل از گوه فازی

طرح شماتیک از یک گوه فازی با زاویه راس α و ضریب شکست n_0 که در محیطی با ضریب شکست n قرار گرفته است، در شکل ۱ نمایش داده شده است. باریکه موازی و تخت نور به طول موج λ، عمود بر سطح گوه تابانده می‌شود، طوری که قسمتی از نور از داخل گوه و قسمت دیگر از



شکل ۱: نمایش هندسی پراش فرنل از لبه گوه فازی.

محیط بیرون آن عبور کند. ضخامت گوه در ارتفاع y برابر با $y\,tan\,\alpha$ است، در نتیجه ارتفاع پله را به صورت

$$h = y(n_0 - n)\,tan\,\alpha \qquad (۱)$$

خواهد بود. توزیع شدت بهنجار در نقطه‌ای روی صفحه مشاهده از رابطه زیر بدست می‌آید [۱۲]:

$$I_n = cos^2\left(\frac{\phi}{2}\right) + 2(C_0^2 + S_0^2)\,sin^2\left(\frac{\phi}{2}\right) \pm (C_0 - S_0)\,sin(\phi) \qquad (۲)$$

که $\phi = \frac{2\pi}{\lambda}h$ اختلاف فاز بین جبهه موج عبوری از گوه و محیط اطراف است و C_0 و S_0 انتگرال‌های فرنل هستند. مشخصه اصلی الگوی پراش از لبه گوه، فریزهای موربی هستند که در راستای لبه گوه تشکیل می‌شوند. نشان داده شده است که گام این فریزها که به زاویه راس و ضریب شکست گوه و ضریب شکست محیط بستگی دارد، از رابطه زیر بدست می‌آید [۱۱]:

$$\rho = \frac{\lambda}{(n_0 - n)\,tan\,\alpha} \qquad (۳)$$

با توجه به مرجع [۱۱] عدم قطعیت در اندازه‌گیری ضریب شکست با این روش از مرتبه 10^{-5} است. اگر ضریب شکست محیط متغیر باشد، آنگاه دیگر گام فریزهای مورب ثابت نخواهد بود.

۳- پخش

طبق قانون دوم فیک، توزیع غلظت در محیط پخش، برای پخش یک بعدی در راستای y، به صورت زیر توصیف می‌شود:

$$\frac{\partial C(y,t)}{\partial t} = D\,\frac{\partial^2 C(y,t)}{\partial y^2} \qquad (۴)$$

که D ضریب پخش و $C(y,t)$ غلظت در نقطه y و زمان t

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

است. جواب معادله (۴) برای دو محلول با غلظت‌های C_1 و C_2 که در شروع پخش در نقطه $y = 0$ از هم جدا شده‌اند، به شکل زیر است [۱۳]:

$$C(y,t) = \frac{C_1+C_2}{2} + \frac{C_1-C_2}{2} erf\left(\frac{y}{2\sqrt{Dt}}\right) \quad (۵)$$

که $erf(x)$ تابع خطا است. اگر بازه تغییرات غلظت کم باشد، رابطه بین ضریب شکست و غلظت خطی است [۳]:

$$n(y,t) = aC(y,t) + b \quad (۶)$$

که a متوسط شیب منحنی ضریب شکست و غلظت به کار برده شده و b مقداری ثابت است. توزیع ضریب شکست در مخزن پخش در زمان t به صورت زیر خواهد بود:

$$n(y,t) = \frac{n_1+n_2}{2} + \frac{n_1-n_2}{2} erf\left(\frac{y}{2\sqrt{Dt}}\right) \quad (۷)$$

که n_1 ضریب شکست متناظر با غلظت C_1 و n_2 ضریب شکست متناظر با غلظت C_2 است. اختلاف نمایه ضریب شکست در زمان‌های t_1 و t_2 را با $\Delta n(y,t_2,t_1)$ نشان می‌دهیم:

$$\Delta n(y,t_2,t_1) = n(y,t_2) - n(y,t_1) \quad (۸)$$

با جایگذاری رابطه (۷) در (۸) داریم:

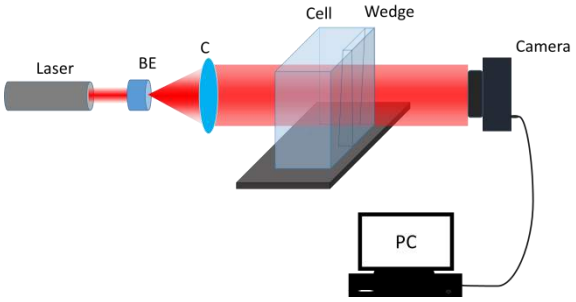
$$\Delta n(y,t_2,t_1) = \frac{n_2-n_1}{2}\left(erf\left(\frac{y}{2\sqrt{Dt_2}}\right) - erf\left(\frac{y}{2\sqrt{Dt_1}}\right)\right) \quad (۹)$$

نمودار Δn بر حسب y دو نقطه فرینه دارد، که محل آن‌ها با مشتق‌گیری از رابطه (۹) و صفر قرار دادن نتیجه به‌دست می‌آید:

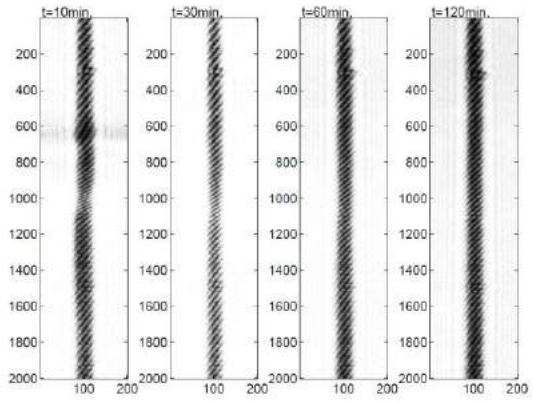
$$y_{1,2} = \pm\frac{\sqrt{2Dln\left(\frac{t_2}{t_1}\right)}}{\sqrt{\frac{1}{t_1}-\frac{1}{t_2}}} \quad (۱۰)$$

طبق رابطه (۱۰) با تعیین مکان نقاط فرینه در زمان‌های t_1 و t_2 ضریب پخش بدست می‌آید. اگر گوه در داخل مخزن پخش قرار گیرد، اختلاف فاز فریزهای پراش در دو زمان مختلف با استفاده از رابطه (۱) به صورت زیر خواهد بود:

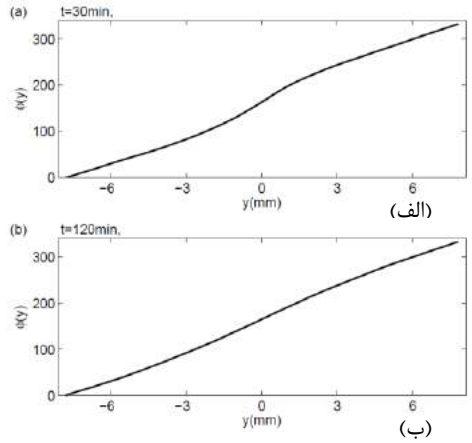
$$\Delta\phi(y,t_1,t_2) = \frac{2\pi}{\lambda} y[n(y,t_1) - n(y,t_2)]\tan\alpha = \frac{2\pi}{\lambda} y\tan\alpha\,\Delta n(y,t_1,t_2) \quad (۱۱)$$



شکل ۲: چیدمان آزمایش.



شکل ۳: فریزهای پراش پخش محلول ۲درصد شکر – آب و آب در زمان‌های $t = 10, 30, 60, 120$ min.



شکل ۴: فاز فریزهای پراش در زمان‌های (الف) $t = 30\text{min}$ و (ب) $t = 120\ min$.

۴- نتایج تجربی

چیدمان آزمایش در شکل ۲ نمایش داده شده است. ابتدا گوه فازی در داخل مخرن پخش قرار می‌گیرد، نصف مخزن پخش با محلول سبک‌تر پر می‌شود، سپس محلول سنگین‌تر با استفاده از سرنگ به قسمت پایین مخزن تزریق

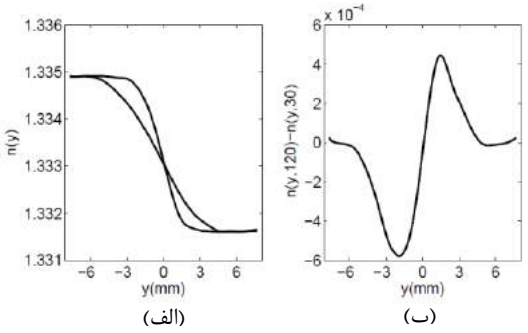
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

می‌شود. باریکه تکفام نور با طول موج $\lambda = 632.8nm$ با استفاده از پالایه فضایی BE و عدسی C باز و موازی می‌شود و سپس از مخرن پخش عبور می‌کند. طرح پراش از لبه گوه در صفحه مشاهده تشکیل و توسط دوربین CCD ثبت و در کامپیوتر ذخیره می‌شود. شکل ۳ فریزهای پراش مربوط به پخش محلول ۲درصد شکر – آب و آب را در زمان‌های $t = 10,\ 30,\ 60,\ 120\ min$ نشان می‌دهد.

توزیع شدت در راستای لبه گوه با استفاده از روش تبدیل فوریه تحلیل می‌شود و فاز فریزهای ماره بدست می‌آید. در شکل ۴ (الف) و ۴ (ب)، فاز فریزهای پراش در زمان‌های $t = 30, 120\ min$ به ترتیب نمایش داده شده است. شکل ۵ (الف) توزیع ضریب شکست در این زمان‌ها و همچنین شکل ۵ (ب) اختلاف آنها را نمایش می‌دهد.

عدم قطعیت در اندازه‌گیری غلظت به دقت اندازه‌گیری ضریب شکست بستگی دارد. با استفاده از رابطه (۶) مقدار آن برای $\Delta n = 10^{-5}$ ، 0.07 درصد بدست می‌آید.

مقدار ضریب پخش برای بازه زمانی نشان داده شده $D = (0.48 \times 10^{-5} \pm 0.02 \times 10^{-5}) cm^2/s$ بدست آمده است که در توافق خوبی با مقادیر گزارش شده در مقالات است.



شکل ۵: (الف) توزیع ضریب شکست در مخزن پخش در زمان‌های $t = 30, 120\ min$ و (ب) تفاضل آنها.

۵- نتیجه‌گیری

در این کار ضریب پخش مایع در مایع با استفاده از الگوی پراش از لبه یک گوه فازی بدست آمد. در این روش که فریزهای پراش محیط پخش در فریزهای گوه مدوله می‌شوند، تحلیل فریزها با استفاده از روش تبدیل فوریه صورت می‌پذیرد. تحلیل فریزها به دلیل مدولاسیون تغییرات کم فریزهای گرادیان ضریب شکست در فریزهای خطی گوه، نسبت به تیغه فازی دقیق‌تر است و در نتیجه ثبت تغییرات کم ضریب شکست که به اختلاف غلظت پایین وابسته است، امکان پذیر است.

مراجع

[1] J.F. Torres, A. Komiya, E. Shoji, J. Okajima, and S. Maruyama, Development of phase-shifting interferometry for measurement of isothermal diffusion coefficients in binary solutions. *Optics and Lasers in Engineering*, *50*(9), pp.1287-1296, 2012.

[2] Zhang, Ying, Shi Zhang, Sanguo Peng, and Maogang He. "Diffusion coefficient of 10-methylphenothiazine and dimethyl carbonate mixture from 288.15 K to 313.15 K." *Thermochimica Acta* 656, 32-37, 2017.

[3] D. Ambrosini, D. Paoletti, Nasser Rashidnia, *Overview of diffusion measurements by optical techniques*," **opt lasers eng** 46**,** 1287-1296, 2008.

[4] Tyrrell HJV, Harris KR. *Diffusion in liquids*, London: Butterworths; 1984.

[5] D. Paoletti and G. Schirripa Spagnolo, *Temperature dependence of liquid mixtures diffusivity by ESPI endoscopy*, **Opt. Laser. Eng.** 26, 301-312, 1997.

[6] X. Zhang, N. Hirota, T. Narita, J. P. Gong, Y. Osada and K. Chen *Investigation of molecular diffusion in hydrogel by electronic speckle pattern interferometry,"* **J. Phys. Chem. B.** 103**,** 6069-6074, 1999.

[7] Kazem Jamshidi-Ghaleh, Mohammad Taghi Tavassoly, and Nastaran Mansour, *Diffusion coefficient measurements of transparent liquid solutions using Moire deflctometry*, **J. Phys. D: Appl. Phys.** 37, 1993, 2004.

[8] N. Bochner, and J. Pipman, *A simple method of determining diffusion constants by holographic interferometry*, **J. Phys. D: Appl. Phys,** 9, 1825-1830, 1976.

[9] A. Anand, V. K. Chhaniwal, and C. S. Narayanamurthy, *Diffusivity studies of transparent liquid solutions by use of digital holographic interferometry*, **Appl. Opt.** 45, 9049, 2006.

[۱۰] احد صابر، محمد تقی توسلی، اندازه‌گیری ضریب پخش مایع در مایع با استفاده از پراش فرنل از پله فازی، بیست و یکمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران، دانشگاه شهید بهشتی، زمستان ۱۳۹۳

[11] M. T. Tavassoly and A. Saber, *Optical refractometry based on Fresnel diffraction from a phase wedge*, **Opt. Lett.** 35, 3679-3681, 2010.

[12] M. T. Tavassoly, M. Amiri, A. Darudi, R. Aalipour, A. Saber and A. R. Moradi, *Optical diffractometry*, **J. Opt. Soc. Am. A,** 26, 540-547, 2009.

[13] Cussler E. L., *Diffusion-mass transfer in fluid systems*, third Ed, Cambridge University Press, 2007.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

رخداد انفجارهای سالیتونی در لیزرهای فیبری فمتوثانیه قفل مدی شده بر پایه آینه حلقوی تقویتگر غیرخطی

سحر حاجی زاده نظری، آتوسا سادات عربانیان و رضا مسعودی

تهران، اوین، دانشگاه شهید بهشتی، پژوهشکده لیزر و پلاسما

چکیده – در این مقاله به مطالعه رخداد انفجارهای سالیتونی در لیزرهای فیبری فمتوثانیه قفل مدی بر پایه آینه حلقوی تقویتگر غیرخطی به ازای تغییر پارامترهای مختلف کاواک لیزری از جمله توان پمپ حلقه اصلی و طول فیبر غیرفعال حلقه اصلی پرداخته می شود. با حل عددی معادله شرودینگر غیرخطی تحول شکل طیفی و انرژی پالس خروجی به ازای گردش های مختلف در کاواک بدست خواهد آمد و با بررسی این نتایج، گستره تنظیم هر یک از پارامترهای مورد بررسی جهت دستیابی به پالس خروجی پایدار بدست می آید. نتایج حاصله درک بهتری از میزان اثر گذاری هر یک از پارامترهای مورد بررسی کاواک را به ارمغان می آورد و نشان خواهد داد که تا چه اندازه انحراف از مقادیر بهینه منجر به رخداد انفجارهای سالیتونی در طول گردش های مختلف خواهد شد.

کلید واژه- لیزر فیبری فمتوثانیه، آینه حلقوی تقویتگر غیرخطی، انفجارهای سالیتونی.

Soliton Explosions in Femtosecond Lasers Mode-locked with Nonlinear Amplifying Loop Mirror

Sahar Hajizadeh Nazari, Atoosa Sadat Arabanian and Reza Massudi

Tehran, Evin, Shahid Beheshti University, Laser and Plasma Research Institute

Abstract- soliton explosion in mode-locked femtosecond lasers based on a nonlinear amplifying loop mirror for different laser parameters, such as the pump power and the length of the passive fiber of the main loop is studied. By numerical solving of the nonlinear Schrödinger equation the spectral shape evolution and the output pulse energy are obtained for various cycles in the cavity. By examining these results, the appropriate range of each parameter for achieving a stable output pulse are acquired. The results provide better understanding of the extent of the effect of each of the cavity parameter and show how deviation from optimal values may lead to the occurrence of soliton explosions for different rounds.

Keywords: femtosecond fiber laser, nonlinear amplifying loop mirror, soliton explosions.

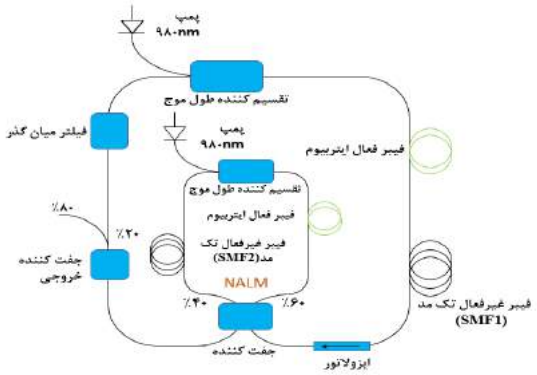
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

توانایی تولید پالس های کوتاه با انرژی بالا توسط لیزرهای فیبری فمتوثانیه آنها را برای بسیاری از کاربردهای صنعتی مناسب کرده است[1]. قفل مدی در لیزرهای فیبری اصولا به واسطه یک تعامل پیچیده بین اثرات خطی و غیرخطی حاصل می شود. برهم کنش پیچیده اثرات خطی و غیرخطی در طی سالیان گذشته منجر به رخداد پدیده های جالبی در لیزرهای قفل مدی، مانند انفجارهای سالیتونی[۱] شده است. در این پدیده به دلیل کاهش یا افزایش بیش از حد فاز غیر خطی پالس انتشاری در کاواک، پالس از هم پاشیده و شبیه نویز می شود و بعد از چند گردش درون کاواک، دوباره به حالت پایدار اولیه خود بر می گردد و این روند در طول رفت و برگشتهای بعدی تکرار می شود. در واقع انفجارهای سالیتونی همواره در ناحیه گذار بین حالت پایدار و حالت نویزی هستند. این پدیده نخستین بار با حل عددی معادله پیچیده گینزبرگ- لاندائو[۲] مشاهده شد[2]. در سال ۲۰۰۲ این رخداد برای اولین بار در لیزر تیتانیوم سفایر[۳] دیده شد[3]. در سال ۲۰۱۴ نیز آنتوئین اف . جی .رانگ[۴] به همراه همکارانش برای اولین بار این پدیده را در لیزرهای قفل مدی بر پایه آینه های حلقوی تقویتگر غیرخطی[۵] (NALM) به صورت تجربی مشاهده کردند[4]. آنها این رفتار را به ازای پارامترهای ثابتی از لیزر مشاهده کردند. در این مقاله اثر پارامترهایی مانند توان و طول فیبر غیرفعال حلقه اصلی بر انفجارهای سالیتونی در لیزرهای قفل مدی بر پایه NALM بررسی می شود. شبیه سازی عددی کاواک درک بهتری از پایداری قفل مدی به ازای پارامترهای مختلف کاواک بدست می دهد. نتایج نشان می دهد که با تنظیم دقیق این پارامترها می توان به یک کاواک بهینه با پایداری طولانی مدت و بدون انفجارهای سالیتونی دست یافت.

۲- تئوری

شکل ۱ شمایی از لیزر فیبری فمتوثانیه قفل مدی شده بر پایه NALM را نشان می دهد. کاواک از دو بخش حلقه اصلی و حلقه NALM تشکیل شده است. حلقه اصلی متشکل از یک تکه فیبر فعال ایتربیوم که توسط یک لیزر دیود ۹۸۰ nm پمپ می شود، یک بخش فیبر غیرفعال تک مد(SMF 1)، یک ایزولاتور، یک جفت کننده نوری که بخشی از توان درون کاواک را به خارج جفت می کند و یک فیلتر میان گذر[۶]است. حلقه NALM نیز شامل یک تکه فیبر فعال ایتربیوم، که توسط یک لیزر دیود ۹۸۰nm پمپ می شود و یک بخش فیبر غیرفعال تک مد (SMF 2) که توسط یک جفت کننده به حلقه اصلی متصل شده است، می باشد.



شکل ۱: چیدمان لیزر فیبری فمتوثانیه قفل مدی شده بر پایه آینه حلقوی تقویتگر غیرخطی.

انفجارهای سالیتونی در طول گردشهای مختلف داخل کاواک می تواند با بررسی تحول طیفی پوش میدان الکتریکی مختلط در کاواک از طریق حل معادله غیرخطی شرودینگر(۱) توسط روش عددی تبدیل فوریه تقسیم بازه[۷] بررسی شود [5]:

$$\frac{\partial A}{\partial z}-\frac{g(\omega,z)}{2}A+i\beta_2\frac{\partial^2}{\partial T^2}A= \quad (۱)$$
$$i\gamma(1+\frac{i}{\omega_0}\frac{\partial}{\partial T})(A(z,T)\int_{-\infty}^{+\infty}R(T')|A(Z,T-T')|^2\,dT')$$

در معادله بالا $A(z,T)$ دامنه میدان الکتریکی، β_2 ضریب پاشندگی مرتبه دوم، و $\gamma=\omega_0 n_2(\omega_0)/cA_{eff}$ ضریب

[۱] Soliton explosions
[۲] complex Ginzburg-landau
[۳] Ti:Sapphire
[۴] Antoine F.J. Runge
[۵] Nonlinear amplifying loop mirror
[۶] Band pass filter
[۷] Fourier transform split-step

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

غیرخطی است. $R(T) = (1-f_R)\delta(T) + f_R h_R(T)$ تابع پاسخ غیرخطی رامان است که در آن $f_R = 0.18$ و $h_R(T)$ در یک اندازه گیری تجربی سطح مقطع رامان برای فیوزسیلیکا بدست می آید[6]. $g(z,\omega)$ ترم بهره برای فیبر فعال کاواک است و به طور کلی به صورت $g(z,\omega) = g_m(z)g(\omega)$ تعریف می شود که $g(\omega)$ پروفایل طیفی بهره و $g_m(z)$ دامنه بهره بوده که به ترتیب به صورت معادلات ۲ و ۳ در نظر گرفته می شوند:

$$g(\omega) = \frac{1}{1+(\frac{\omega-\omega_0}{\Delta\omega})^2} \qquad (۲)$$

$$g_m(z) = \frac{1}{p_s(z)}\frac{dp_s(z)}{dz} \qquad (۳)$$

ω_0 فرکانس مرکزی و $\Delta\omega$ پهنای فرکانسی محیط بهره است. $p_s(z)$ توان سیگنال در طول انتشار در فیبر فعال است (که بر پایه یک مدل تحلیلی بدست می آید)[7]. طبق این مدل تحول توان های پمپ و سیگنال در طول انتشار در فیبر فعال به صورت زیر بدست می آید:

$$p_p(z) = p_p(0)\exp(-\alpha_p z + \frac{p_p(0)-p_p(z)}{p_p^{Is}} + \frac{p_s(0)-p_s(z)}{p_p^{cs}}) \qquad (۴)$$

$$p_s(z) = p_s(0)\exp(-\alpha_s z + \frac{p_s(0)-p_s(z)}{p_s^{Is}} + \frac{p_p(0)-p_p(z)}{p_s^{cs}}) \qquad (۵)$$

اندیس های s و p، به ترتیب، به سیگنال و پمپ اشاره دارد، α جذب خطی، p^{Is} توان اشباعی ذاتی، که چگونگی اشباع توانهای پمپ و سیگنال توسط خودشان، و p^{cs} توان اشباعی، که چگونگی اشباع توان سیگنال توسط پمپ و برعکس را توصیف می کنند، می باشد. $g(z,\omega)$ در بخش فیبرهای غیرفعال کاواک با $-\alpha(\omega)$ جایگزین می شود که α ضریب اتلاف در فرکانسهای مختلف در فیبرهای غیرفعال است. همچنین در بخش محاسبات NALM انتشار دو میدان ساعتگرد و پاد ساعتگرد به طور جداگانه در نظر گرفته شده و برهم نهی میدانها در جفت کننده محاسبه می شود. به منظور حل معادلات بهره برای پمپ در خلاف جهت سیگنال در حلقه NALM از روش شوتینگ[۸] استفاده شده است[8]. با استفاده از مدل عددی فوق بررسی اثر هر کدام از پارامترهای کاواک نظیر توان پمپ حلقه اصلی و طول فیبر غیرفعال حلقه اصلی بر تشکیل انفجارهای سالیتونی و میزان پایداری پالسهای خروجی کاواک طی گردش های مختلف کاواک پرداخته می شود.

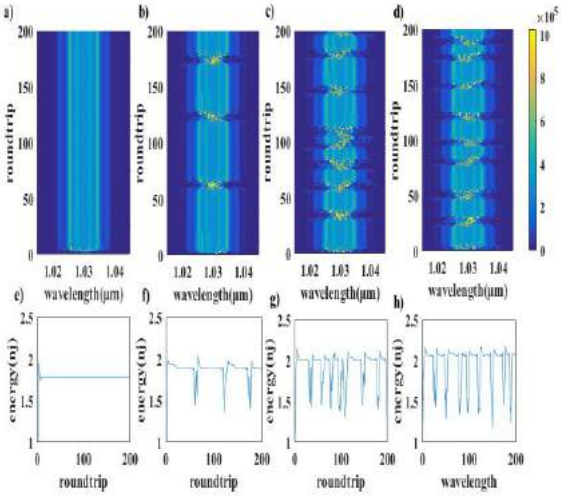
۳- اثر توان پمپ حلقه اصلی بر پایداری قفل مدی کاواک

در این بخش به بررسی اثر توان پمپ حلقه اصلی بر ناپایداری های کاواک و تشکیل سالیتونهای انفجاری در پالس خروجی خواهیم پرداخت. شکل ۲ تحول شکل طیفی و انرژی پالس خروجی به ازای ۲۰۰ دور گردش در کاواک را به ازای توانهای پمپ مختلف نشان می دهد. همانطور که از شکل مشاهده می شود به ازای توان پمپ ۵۰mW پالس خروجی کاملا پایدار بوده و هیچ گونه انفجار سالیتونی در آن مشاهده نمی شود به طوری که شکل طیفی و انرژی آن در طول ۲۰۰ دور گردش در کاواک کاملا ثابت است. با افزایش توان پمپ حلقه اصلی به ۶۰mW (شکل b) به دلیل افزایش شدت پالس، فاز غیر خطی اعمالی بر پالس ناشی از اثرات خود مدولاسیون فازی[۹] خود تیز شدگی[۱۰] و رامان[۱۱] افزایش یافته و در نتیجه وارد یک رژیم ناپایدار خواهد شد و سالیتونهای انفجاری در پالس خروجی تشکیل می شود به طوری که در دورهای ۶۰ و ۱۲۵ و ۱۷۵ پالس از هم می پاشد و شبه نویز (رژیمی بین رژیم پالس پایدار و رژیم نویزی) می شود. همانطور که از شکل f نیز مشخص است در این تعداد دورها که پالس شبه نویز می شود انرژی پالس کاهش میابد که این به دلیل ناهم فازی مولفه های فرکانسی نوسانی در کاواک تحت شرایط شبه نویز می باشد. با افزایش بیشتر توان پمپ به ۷۰mW و ۸۰mW (شکل c و d) فاز غیرخطی اعمالی و در نتیجه انفجارهای سالیتونی در پالس نیز افزایش میابد. به این ترتیب با توجه به نتایج درمی یابیم که کاواک لیزری در توان های پمپ

[۸] Shooting methode
[۹] Self-phase modulation
[۱۰] Self steepening
[۱۱] Raman

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

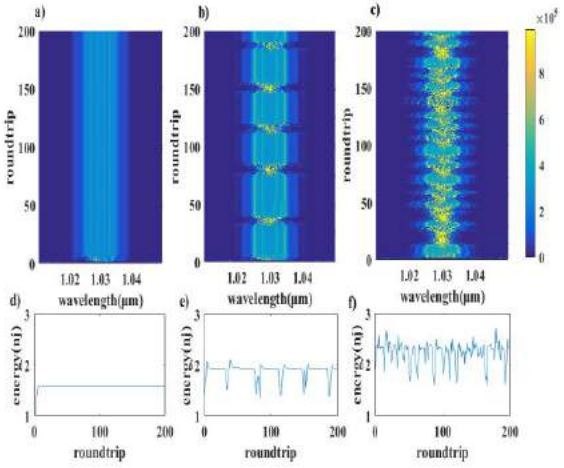
بالا در رژیم های ناپایداری عمل می کند و پالس در حال گذار از رژیم های پایدار به رژیم های شبه نویز است.



شکل ۲: تحول شکل طیفی و انرژی پالس خروجی به ازای توانهای پمپ مختلف، a,e) ۵۰mW، b,f) ۶۰mW، c,g) ۷۰mW، d,h) ۸۰mW.

۴- اثر طول فیبر غیرفعال حلقه اصلی بر پایداری قفل مدی کاواک

با افزایش طول فیبر غیرفعال(SMF1) حلقه اصلی، فاز خطی و فاز غیرخطی ناشی از اثرات غیرخطی خود مدولاسیون فازی، خود تیز شدگی و رامان افزایش میابد. در نتیجه کاواک در یک رژیم ناپایدار عمل کرده و دستیابی به حالت قفل مدی پایدار مشکل خواهد بود. شکل ۳ اثر طول فیبر غیرفعال حلقه اصلی بر شکل طیفی و انرژی پالس خروجی در طی ۲۰۰ دور گردش در کاواک را نشان می دهد. همانطور که از شکل مشاهده می کنید به ازای طول فیبر غیرفعال ۱۰ متر پالس خروجی کاملا پایدار است و در طی ۲۰۰ دور گردش در کاواک هیچ گونه تغییری در شکل طیفی و انرژی پالس خروجی مشاهده نمی شود(شکل a و d). با افزایش طول فیبر به ۲۰ متر انفجارهای سالیتونی به ازای دورهای۴۰، ۸۰، ۱۲۰، ۱۵۰ و ۱۹۰ مشاهده می شود و دذ انرژی پالس خروجی افت و خیز شدیدی ایجاد می شود (شکل b و e). با افزایش بیشتر طول فیبر SMF1 به ۳۰ متر فاز غیرخطی پالس افزایش بیشتری یافته و در نتیجه ناپایداری های کاواک نیز افزایش می یابد و پالس خروجی شبه نویزی خواهد شد(شکل c و f).



شکل ۳: تحول شکل طیفی و انرژی پالس خروجی در طول ۲۰۰ دور گردش در پالس به ازای طول فیبر های غیرفعال SMF1 مختلف به طول، a,d) ۱۰ متر، b,e) ۲۰ متر، c,f) ۳۰ متر.

۵- نتیجه گیری

شبیه سازی لیزرهای فمتوثانیه قفل مدی شده بر پایه NALM نشان داد که با افزایش توان پمپ حلقه اصلی، به دلیل افزایش فاز غیرخطی، کاواک وارد یک رژیم ناپایدار شده و انفجارهای سالیتونی تشکیل می شود. از سوی دیگر افزایش طول فیبر غیرفعال حلقه اصلی نیز منجر به افزایش فاز غیرخطی پالس و رخداد انفجارهای سالیتونی می شود. در نتیجه با بهینه سازی طول فیبر غیرفعال و توان پمپ حلقه اصلی می توان به پالس های خروجی پایدار دست یافت.

[1] P. K. Mukhopadhyay, “Femtosecond pulse generation and amplification in Yb-doped fibre oscillator - Amplifier system,” *Pramana - J. Phys.*, vol. 75, no. 5, pp. 787–805, 2010.

[2] Deissler, Robert J., and Helmut R. Brand. "Periodic, quasiperiodic, and chaotic localized solutions of the quintic complex Ginzburg-Landau equation." *Physical review letters*72.4 (1994): 478

[3] Cundiff, Steven T., Jose M. Soto-Crespo, and Nail Akhmediev. "Experimental evidence for soliton explosions." *Physical review letters* 88.7 (2002): 073903.

[4] Runge, Antoine FJ, et al. Observation of soliton explosions in a passively mode-locked fiber laser. *Optica*, *2*(1), (2015):36-39.

[5] Agrawal, Govind P. *Nonlinear fiber optics*. Academic press, 2007.

[6] Stolen, Roger H., et al. "Raman response function of silica-core fibers." *JOSA B* 6.6 (1989): 1159-1166.

[7] Barnard, C., et al. "Analytical model for rare-earth-doped fiber amplifiers and lasers." *IEEE Journal of Quantum Electronics* 30.8 (1994): 1817-1830.

[8] Lali-Dastjerdi, Zohreh, Feisal Kroushavi, and Mohammad Hosein Rahmani. "An efficient shooting method for fiber amplifiers and lasers." *Optics & Laser Technology* 40.8 (2008): 1041-1046

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

بررسی تخریب فوتوکاتالیستی رنگ متیلن آبی با استفاده از نانوهیبرید $CNT\text{-}TiO_2$ ساخته شده به روش سل-ژل

رضا رحیمی[۱]، محمد اکبرزاده پاشا[۱،*]، رضا پورصالحی[۲]
[۱]گروه فیزیک حالت جامد، دانشکده علوم پایه، دانشگاه مازندران، بابلسر
[۲]گروه نانومواد، دانشکده مهندسی مواد، دانشگاه تربیت مدرس، تهران
*Corresponding author email; m.akbarzadeh@umz.ac.ir, Presenter:Rezarahimi.8250@gmail.com

چکیده: در این مقاله نانومادهی هیبریدی $CNT\text{-}TiO_2$ به روش سل-ژل با استفاده از پیش‌ماده‌های نانولوله‌های کربنی چنددیواره عاملدار با گروه عاملی کربوکسیل(MWCNT-COOH)، بوتوکسید تیتانیوم($TiO_4C_{16}H_{36}$) و بنزیل الکل(C_7H_8O) و تنظیم pH محلول در مقادیر ۳، ۵، ۷ و ۹ ساخته شد. جهت مشخصه‌یابی هیبرید $CNT\text{-}TiO_2$ از میکروسکوپ الکترونی روبشی (SEM)، پراش اشعه ایکس (XRD)، طیف سنجی تبدیل فوریه فروسرخ (FT-IR)، میکروسکوپ الکترونی عبوری (TEM) و طیف سنجی نوری فرابنفش-مرئی (UV-Vis) استفاده گردید. نتایج پراش اشعه ایکس، بیانگر حضور همزمان فاز CNT و فاز آناتایز TiO_2 در ساختارهای هیبریدی است. مطالعات میکروسکوپی نشان می‌دهد که در تمام pH های مورد مطالعه ساختار هیبریدی شکل گرفته و ریخت‌شناسی این ساختارها مشابه است. بنظر می‌رسد که در محیط بازی توزیع ذرات دی‌اکسید تیتانیوم یکنواخت‌تر و اندازه آنها کوچکترست. ویژگی فوتوکاتالیستی این ساختارها با بررسی تخریب رنگ متیلن آبی تحت تابش یک لامپ LED با طول موج ۳۹۷ نانومتر بررسی شد. نتایج نشان می‌دهد که اولا فعالیت فوتوکاتالیستی ساختارهای هیبریدی بطور قابل ملاحظه‌ای از TiO_2 خالص بیشتر است و ثانیا فعالیت فوتوکاتالیستی ساختارهای هیبریدی تهیه شده در محیط بازی و خنثی بیش از محیط اسیدی است. بیشترین بازده تخریب فوتوکاتالیستی متیلن بلو مربوط به هیبرید ساخته شده در pH=9 است.

کلید واژه: دی اکسید تیتانیوم، نانولوله‌های کربنی، هیبرید نانولوله کربنی-دی اکسید تیتانیوم، خاصیت فوتوکاتالیستی

Investigation of Photocatalytic degredation of Methylene blue by Sol-gel derived $CNT\text{-}TiO_2$ nanohybrids

Reza Rahimi[1], Mohammad Akbarzadeh Pasha[1,*], Reza Poursalehi[2]

[1]Department of Solid state physics, Faculty of Basic Science, University of Mazandaran, Babolsar, Iran
[2] Department of Nanomaterials, Faculty of Material Engineering,Tarbiat Modares University, Tehran, Iran

Abstract: In this paper, a new sol-gel method was developed for the construction of $CNT\text{-}TiO_2$ hybrid in which functional MWCNT-COOH, titanium bauxite ($TiO_4C_{16}H_{36}$) and benzyl alcohol (C_7H_8O) was used to produce these nanostructures. The pH of solution was adjusted on 3, 5, 7 and 9. The physical and chemical properties of nanostructured $CNT\text{-}TiO_2$ were characterized by scanning electron microscopy (SEM), X-ray diffraction (XRD), Fourier transform infrared spectroscopy (FT-IR), Transmission electron microscopy (TEM) and ultraviolet-visible optical spectroscopy (UV-Vis). The results of the XRD pattern indicate the presence of both the CNT phase and anataze phase of TiO_2 in hybrid products. Microscopic studies also show that in all adjusted pH the hybrid structures with similar mophology were formed. It seems that in basic environment, distibution of TiO_2 nanoparticles positioned on the surface of the MWCNT is more uniform and their sizes are smaller. Photocatalitic property of synthesizd hybrids was investigated by degredation of Methylene Blue(MB) under irradiation of a LED lamp with wavelengh of 397 nm. The results show that i) the photocatalitic activity of hybrid structures are considerably more than pure TiO_2 and ii) the photocatalitic activity of hybrid structures prepared in basic medium is more than acidic one. The most photocatalitic removal of MB was obtained for the hybrid prepared at pH=9.

Keywords:TiO_2, CNTs, $CNT\text{-}TiO_2$ hybrid, Photocatalytic property

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱-مقدمه

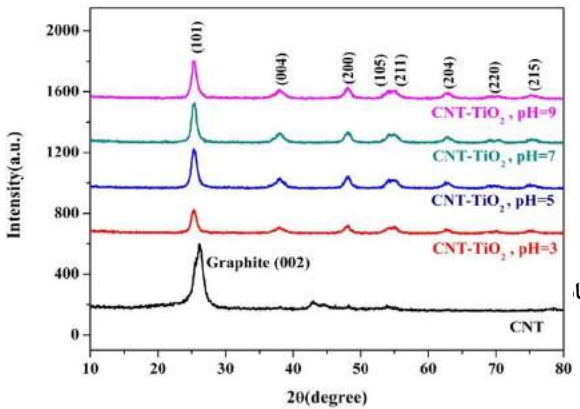
استفاده از خاصیت فوتوکاتالیستی نانوساختارها، یکی از مؤثرترین روش‌های کاهش آلودگی‌های صنعتی در جهان است. یکی از آلوده‌کننده‌های مهم زیست‌محیطی رنگ‌های آلی موجود در پساب‌های صنایع مختلف از قبیل چرم‌سازی، کاغذسازی، بسته‌بندی، لوازم آرایشی و... است. در میان مواد فعال فوتوکاتالیستی، پودر TiO_2 با توجه به فعالیت کاتالیزوری بالا، ثبات شیمیایی، زیست سازگاری و هزینه کم به طورگسترده استفاده می‌شود. تحقیقات بسیاری در زمینه بهبود خاصیت فوتوکاتالیستی این ماده انجام شده است. کارهای تجربی نشان می‌دهد که افزودن ناخالصی غیر فلزی یا فلزی گسترش پاسخ نوری TiO_2 را از فرابنفش به ناحیه مرئی موجب می‌شود [۱].CNTها به‌دلیل ساختار بخصوص و خواص فیزیکی و شیمیایی ویژه و استحکام مکانیکی بالایشان، توجه زیادی را به خود جلب کرده‌اند[۲]. این خصوصیات موجب تبدیل آن‌ها به گزینه‌ی خوبی برای ترکیبات پیچیده می‌شود. گزارش ها نشان می‌دهد که ساخت مواد هیبریدی متشکل از نانولوله های کربنی و نانوذرات فلزی یا اکسید فلزی از قبیل TiO_2 منجر به بهبود خواص این نانوذرات و بعضاً بروز خواص جدید متمایز از عناصر سازنده‌شان می‌شود[۴و۳]. در این پژوهش بر آن شدیم تا نانومادهٔ هیبریدی $CNT\text{-}TiO_2$ را به یک روش سل‌ژل ساده تحت pH های مختلف ساخته و فعالیت فوتوکاتالیستی آن را برای تخریب رنگ متیلن آبی تحت تابش نوری که طول موج آن بسیار به ناحیه مرئی نزدیک است بررسی و با TiO_2 خالص مقایسه نماییم.

۲-جزئیات آزمایش

ابتدا ۹۰ میلی‌گرم MWCNT عاملدار با گروه عاملی کربوکسیل را در ۲۸ میلی‌لیتر اتانول حل کرده و محلول حاصل را به وسیله آلتراسونیک به مدت ۳۰ دقیقه به طور یکنواخت پراکنده می‌کنیم. سپس ۳ میلی‌لیتر بنزیل الکل و ۰/۵ میلی‌لیتر آب دیونیزه را به محلول اضافه می‌کنیم و بمدت ۲ ساعت در دمای صفر درجه سلسیوس به کمک همزن مغناطیسی هم می‌زنیم و pH را در مقادیر ۳ ، ۵، ۷، ۹ تنظیم می‌کنیم. در مرحله بعدی ۲ میلی‌لیتر بوتوکسید تیتانیوم را در ۶ میلی لیتر اتانول حل کرده آن‌را به آرامی و قطره قطره به محلول MWCNT مرحله قبل اضافه می‌کنیم و به مدت یک ساعت در دمای صفر درجه سلسیوس (به کمک مخلوط آب ویخ) هم می‌زنیم. در مرحله بعدی محلول حاصل را سانتریفیوژ کرده و رسوب حاصل را جدا می‌کنیم. این عمل را چندبار تکرار می‌کنیم تا بوتواکسید تیتانیوم اضافی از محلول زدوده شود. سپس رسوب به‌دست آمده را به مدت ۴۸ ساعت در دمای ۴۰ درجه سلسیوس در آون خشک و پس از آن بمدت ۲ساعت در کوره‌ای با دمای ۴۰۰ درجه سلسیوس کلسینه می‌کنیم. بطور مشابه و با حذف افزودن نانولوله‌ها، نانوذرات TiO_2 خالص را نیز سنتز می‌کنیم. از میکروسکوپ‌های الکترونی روبشی (SEM) و عبوری (TEM)، پراش اشعه ایکس (XRD)، تبدیل فوریه مادون قرمز (FTIR) و طیف سنجی نوری مرئی-فرابنفش (UV-Vis) برای بررسی نانوساختارهای تولیدشده استفاده می‌کنیم.

۳-نتایج

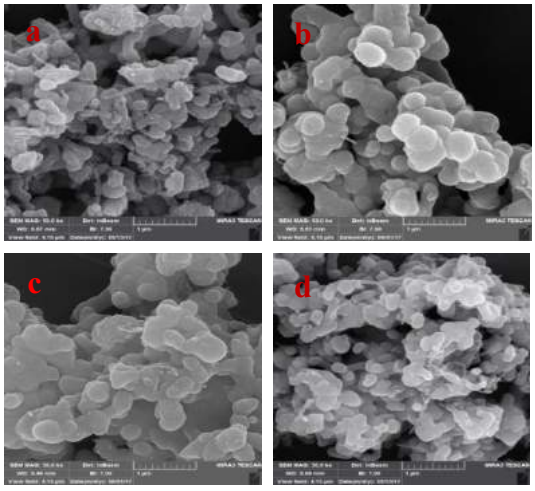
جهت بررسی نوع و فاز بلوری نانوساختارهای TiO_2 و $CNT\text{-}TiO_2$، از پراش اشعه ایکس استفاده شده است که شکل۱ نتیجه آن‌را نشان می‌دهد. قله پراش در$2\theta=26/5^o$ مربوط به صفحه (۰۰۲) و یک قله ضعیف پراش در زاویه $2\theta=44^o$ گرافیت موجود در نانولوله‌های کربنی را نشان می‌دهد. سایر قله‌های پراکندگی در نمونه‌های هیبریدی در محدوده$10^o<2\theta<44^o$ و در زاویه‌های $25/3^\circ$ ، $37/9^\circ$ ، $48/1^\circ$ ، 54° ، $62/8^\circ$ ، $70/1^\circ$ و $75/5^\circ$ که به ترتیب مربوط به صفحات (۱۰۱)، (۰۰۴)، (۲۰۰)، (۱۰۵)، (۲۱۱)، (۲۰۴)، (۲۲۰) و (۲۱۵) می باشد مرتبط با نقشه‌های بلورشناسی فاز آناتاز TiO_2 می‌باشد. با افزایش رسوب نانوذرات دی‌اکسید تیتانیوم بر سطح MWCNT، مشاهده می‌شود که شدت قله‌های پراش نانولوله‌های کربنی کاهش می‌یابند که این امرناشی از رسوب شدید و متراکم ذرات TiO_2 بر بدنه نانولوله‌ها در نمونه‌های هیبریدی است. شکل۲ تصاویرSEM نمونه‌های هیبریدی ساخته‌شده را نشان می‌دهد. از این تصاویر مشخص است که در هر چهار pH ساختارهای هیبریدی شکل گرفته‌اند.



این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قا

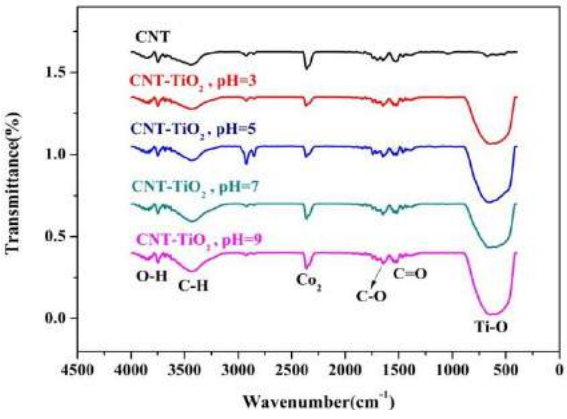
شکل۱: پراش XRD نانوساختار $CNT-TiO_2$ در pHهای مختلف.

بدنه نانولوله‌ها با لایه‌ای از نانوذرات TiO_2 پوشانده شده‌است. بنظر می‌رسد که در pH های ۵ و ۷ این پوشش شدیدتر بوده است. بنظر می‌رسد که پوشش نانوذرات تقریبا بطور یکنواخت بدنه نانولوله‌ها را پوشانده است. تصویربرداری TEM که در اینجا ارائه نشده ثابت کرده‌است که چند لایه از نانوذرات دی‌اکسیدتیتانیوم بر بدنه نانولوله‌ها نشست کرده‌اند.



شکل۲: تصاویر SEM هیبرید $CNT-TiO_2$ در a) b،PH=3 .PH=9 d) ،PH=7 c)،PH=5

با استفاده از مشخصه‌یابی FTIR نمونه‌ها می‌توان نوع پیوند بین نانوذرات TiO_2 و MWCNT و شیمی سطح نمونه‌های ساخته‌شده را بررسی کرد. شکل۳ طیف FTIR نانولوله‌های تنها و نمونه‌های هیبریدی را نشان می‌دهد. قله جذب ظاهر شده در $1568cm^{-1}$ در طیف‌ها مطابق با ارتعاشات کششی کربن فعال در MWCNTs می‌باشد. ظاهر شدن دو قله در $1720\ cm^{-1}$ و $1213\ cm^{-1}$ برای MWCNTنشان‌دهنده واکنش‌های شیمیایی گروه‌های کربوکسیل می‌باشد. باندهای شدید بین ۵۰۰ تا cm^{-1} ۷۰۰ حضور شبکه‌های ساختاری Ti-O-Ti در طیف نمونه‌های هیبریدی را نشان می‌دهد، در حالی که قله‌های ۷۰۰ تا $1000\ cm^{-1}$ مربوط به مولکول‌های آب یا مولکول‌های لیگاند دیگر اتم‌های Ti می‌باشد. علاوه بر این، نوارهای مشخص هیبرید $MWCNT-TiO_2$ در ۷۹۸، ۸۹۷ و $1040\ cm^{-1}$ نشان‌دهنده پیوند کووالانسی Ti $(Ti-O-C$ یا $-O-C=O)$ به علت واکنش بین MWCNTو TiO_2 درمحیط اسیدی می باشد.



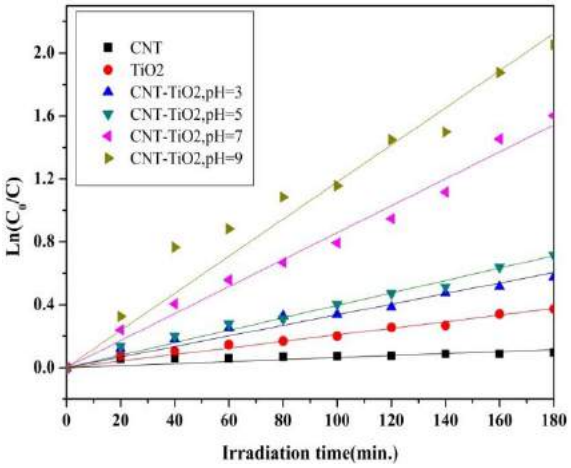
شکل۳: طیف FTIR نانوساختار $CNT-TiO_2$ در pHهای مختلف.

به منظور بررسی فعالیت فوتوکاتالیستی نانوذرات TiO_2 خالص و نانوهیبریدهای $CNT-TiO_2$ میزان تجزیه ترکیب آلی متیلن بلو به عنوان آلاینده مدل تحت تابش نور بررسی شد. منبع نور یک لامپ LED با طول موج تابشی ۳۹۷ نانومتر است. غلظت محلول آبی متیلن آبیppm ۵ و بازاء هر ۵۰ میلی‌لیتر محلول رنگ، ۵ میلی‌گرم کاتالیست به محلول افزوده میشود. محلول‌ها بمدت ۱۸۰ دقیقه تحت تابش قرار می‌گیرند و در هر بازه زمانی ۲۰ دقیقه‌ای میزان عبور اپتیکی سنجش می‌شود. با استفاده از طیف عبور میزان جذب و از آنجا غلظت محلول رنگ خوانده می‌شود. شکل۴ تغییرات غلظت محلول رنگ را با زمان در حضور کاتالیست‌های مختلف نشان می‌دهد. شکل۵ آهنگ تجزیه فوتوکاتالیستی رنگ را با فرض آنکه واکنش مرتبه فعالیت اول باشد، نشان می‌دهد. از این اشکال واضح است که

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

شکل۴: نمودار تغییرات غلظت محلول رنگ متیلن آبی بر حسب زمان در حضور نانوکاتالیست‌های مختلف.

فوتوکاتالیستی هیبریدها بویژه هیبریدهای تهیه شده در pH های ۷و ۹ از TiO_2 خالص بسیار بیشتر است. هم چنین با افزایش pH محیط در فرآیند ساخت، فعالیت فوتوکاتالیستی هیبریدهای حاصل افزایش می‌یابد. شکل۶ درصد تجزیه فوتوکاتالیستی متیلن آبی را پس از ۱۸۰ دقیقه در حضور نانوکاتالیستهای مختلف نشان می‌دهد.



شکل۵: آهنگ تجزیه فوتوکاتالیستی رنگ در حضور نانوکاتالیست‌های مختلف.

بیشترین میزان تخریب نوری رنگ متیلن آبی بمیزان تقریبا ۷۵ درصد در حضور فوتوکاتالیست هیبریدی $CNT-TiO_2$ ساخته شده در pH=9 بدست آمد.

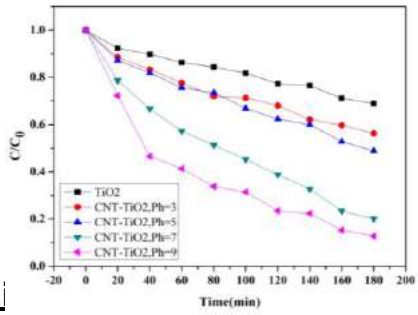
۴-نتیجه‌گیری

شکل۶: درصد تجزیه فوتوکاتالیستی متیلن آبی

رشد موفقی از نانوساختارهای هیبریدی در تمام pH های مورد بررسی مشاهده شد. نانوذرات دی اکسید تیتانیوم نشست کرده بر بدنه نانولوله‌ها دارای فاز بلوری آناتایز هستند. بنظر می‌رسد نانوهیبریدهایی که در محیط بازی سنتز شده‌اند دارای ریخت‌شناسی یکنواخت‌تری می‌باشند. فعالیت فوتوکاتالیستی نانوذراتTiO_2 خالص و هیبریدهای $CNT-TiO_2$ با استفاده از تجزیه نوری رنگ متیلن آبی تحت تابشی با طول موج ۳۹۷ نانومتر بررسی شد. مشاهده‌شد که هیبریدسازی خاصیت فوتوکاتالیستی ذرات TiO_2 را بطرز چشمگیری افزایش می‌دهد. با افزایش pH ساخت، هیبرید بدست‌آمده فعالیت فوتوکاتالیستی بیشتری از خود نشان می‌دهد. بیشترین بازده واکنش فوتوکاتالیستی تخریب رنگ متیلن آبی بمیزان ۷۵ درصد در حضور هیبرید ساخته‌شده در pH=9 مشاهده شد.

مراجع

1. Khang Cao Nguyen, Minh Phan Ngoc, and Minh Van Nguyen. Enhanced photocatalytic activity of nanohybrids TiO_2/CNTs materials. *Materials Letters*. 2015.
2. Shadpour Mallakpour, Elham Khadem.. Carbon nanotube–metal oxide nanocomposites: Fabrication, properties and applications. *Chemical Engineering Journal*, 302, 344–367.2016.
3. Alves Nunes Simonetti, E., Cividanes, L. D. S., Bastos Campos, T. M., Williams Fernandes, F., Machado, J. P. B., & Thim, G. P. Sonocatalytic degradation of methylene blue in the presence of TiO_2 doped carbon nanostructures—catalytic and adsorption comparison by different carbon forms. *Fullerenes, Nanotubes and Carbon Nanostructures*, *23*(8), 725-733.2015.
4. Lee, W. J., Lee, J. M., Kochuveedu, S. T., Han, T. H., Jeong, H. Y., Park, M., ... & Kim, S. O. Biomineralized N-doped CNT/TiO_2 core/shell nanowires for visible light photocatalysis. *ACS nano*, *6*(1), 935-943.2011.



این مقاله www.opsi.قابل دسترسی باشد

سازش بین کیفیت عبور و پهنای نوار فرکانسی ضریب شکست منفی

مهدی عسکری[۱] ، عبدالناصر ذاکری[۲] و علاالدین سیاحیان جهرمی[۳]

[۱]کازرون، دانشگاه سلمان فارسی کازرون، دانشکده علوم پایه، بخش فیزیک
[۲]شیراز، دانشگاه شیراز، دانشکده علوم پایه، بخش فیزیک
[۳]زرقان، دانشگاه آزاد اسلامی واحد زرقان

چکیده – در این مقاله ما ضمن معرفی یک ساختار فراماده جدید برای ایجاد ضریب شکست منفی با کیفیت عبور بسیار بالا، اثرات تغییر ثابت شبکه را در میزان کیفیت عبور[۱](*FOM*) و همچنین پهنای فرکانسی ضریب شکست منفی بررسی می کنیم. برای این ساختار در محدوده فرکانسی تراهرتز، کیفیت عبور بسیار بالای 66.8 مشاهده می شود که در مقایسه با ساختار های پیشنهادی در این محدوده فرکانسی، مقدار بالا و قابل توجهی است. مشاهده می شود که با افزایش ثابت شبکه، مقدار *FOM* کاهش یافته ولی پهنای فرکانسی ضریب شکست منفی افزایش می یابد که این به معنای وجود سازش بین *FOM* و پهنای فرکانسی است.

کلید واژه- افت الکترومغناطیسی، پهنای باند، تشدید الکترومغناطیسی، ضریب شکست منفی، فراماده.

A tradeoff between figure of merit and negative refractive index frequency bandwidth

Mehdi Askari[1], Abdolnasser Zakeri[2], and Alaeddin Sayahian Jahromi[3]

[1]Physics department, College of Sciences, Salman Farsi University of Kazerun, Kazerun
[2]Physics department, College of Sciences, Shiraz University, Shiraz
[3]Zarghan Branch, Islamic Azad University, Zarghan

Abstract- In this paper in addition to introducing a novel metamaterial structure for creating negative refractive index with a high figure of merit (FOM), we investigate effects of changing the lattice constant on FOM and negative refractive index frequency bandwidth. For this structure, at terahertz frequency range, a very high FOM of 66.8 is observed which is a high and notable value in this frequency range. We observe that by increasing the lattice constant, the FOM decreases but the negative refractive index frequency bandwidth increases, which means a tradeoff between the FOM and the bandwidth.

Keywords: metamaterial, electromagnetic resonance, negative refractive index, frequency bandwidth, electromagnetic loss.

[۱] Figure of merit

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

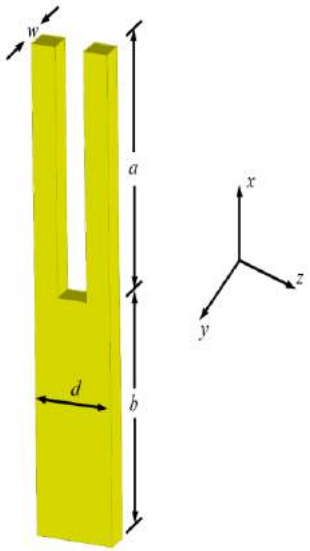
۱- مقدمه

یکی از کاربردهای مهم فرامواد‌ها استفاده از آن ها برای ایجاد ضریب شکست منفی است. این مفهوم برای اولین بار توسط آقای وسلاگو[۲] به عنوان یک مفهوم تئوری مطرح شد [۱] و پس از طرح آقای پندری برای ایجاد عملی و معرفی کاربردهای مهم آن، مورد توجه بسیاری از محققین قرار گرفت [۲]. از شروع مطرح شدن این بحث تاکنون ساختارهای ابداعی زیادی برای ایجاد ضریب شکست منفی معرفی شده اند که همواره از دغدغه های مهم ابداع کنندگان آن ها، پهنای فرکانسی محدوده ضریب شکست منفی و به حداقل رساندن افت و در نتیجه به حداکثر رساندن عبور در این محدوده های فرکانسی است.

در این مقاله ما ساختاری را معرفی کرده ایم که در محدوده فرکانسی تراهرتز دارای افت بسیار کمی در مقایسه با ساختارهای پیشنهاد شده تاکنون است. علاوه بر این تاثیر ثابت شبکه را بر میزان افت و پهنای فرکانسی ضریب شکست منفی بررسی کرده ایم. مشاهده می شود که با افزایش ثابت شبکه پهنای فرکانسی افزایش می یابد ولی در نقطه مقابل، افت نیز به همراه آن افزایش می یابد. بنابراین بین کیفیت عبور و پهنای فرکانسی، تبادلی وجود دارد که بسته به اینکه کدام یک در کاربرد مورد نظر ما اولویت دارد با تنظیم مناسب ثابت شبکه، می توانیم به خواسته خود برسیم.

۲- معرفی ساختار فراماده پیشنهادی

سلول واحد ساختار پیشنهادی ما، تنها شامل یک تشدیدگر شبه U شکل[۳] (SUR) است که از یک پایه ضخیم و دو بازو، همگی از جنس طلا، تشکیل شده است (شکل ۱). از ابتدای شروع بحث فراموا‌د، ساختار های U شکل برای ایجاد پذیرفتاری مغناطیسی منفی مورد استفاده قرار می گرفتند. در اینجا ما با وسعت دادن به ناحیه پایینی ساختار علاوه ایجاد پذیرفتاری مغناطیسی منفی، گذردهی الکتریکی را نیز منفی می کنیم. ضخامت این تشدیدگر برابر $w=1.6\mu m$، پهنای قسمت میانی $d=5.2\mu m$ و ارتفاع آن $b=12.5\mu m$ است. هر کدام از بازوها پهنای $w=1.6\mu m$ و بلندی $a=13\mu m$ را دارند. به جهت ساده سازی در شبیه سازی، برای این ساختار زیر لایه دی الکتریک را در نظر نگرفته ایم ولی در عمل می توان ساختار مذکور را در یک محیط میزبان از دی



شکل ۱: ساختار پیشنهادی برای ایجاد ضریب شکست منفی

الکتریک قرار داد. طول سلول واحد در جهت محور x برابر $27.5\mu m$ و طول آن در جهت y را برابر $15\mu m$ در نظر می گیریم. با این انتخاب ها فاصله گاف بین المان های SUR در جهت محور x برابر $2\mu m$ می شود. در راستای x و y، ساختار متناوب بوده ولی تنها یک لایه از آن در جهت محور z در نظر گرفته می شود. موج الکترومغناطیسی دارای قطبش خطی در راستای محور x بود و در راستای z منتشر می شود.

۳- نتایج محاسبات عددی

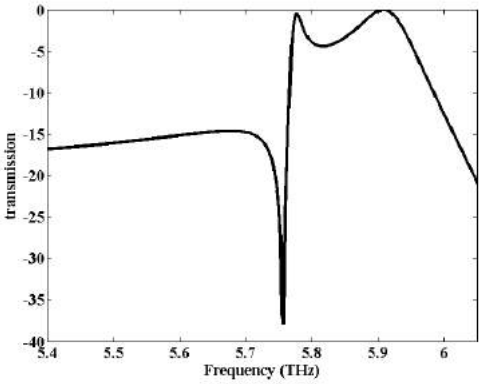
در انجام شبیه سازی ها، از نرم افزار HFSS[۴] که بر اساس روش عددی المان محدود[۵] عمل می کند استفاده می کنیم و تنها از یک سلول واحد با شرایط مرزی دوره ای در صفحه x-y و یک لایه در راستای انتشار (محور z) استفاده می کنیم. در محاسبات برای گذردهی الکتریکی مس مدل الکترون آزاد درود را به کار می گیریم:

$$\varepsilon(\omega)=1-\frac{\omega_p^2}{\omega^2+i\omega\gamma}$$

[۲] Veselago
[۳] Semi-U-shape resonator
[۴] High Frequency Structure Software
[۵] Finite element method

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

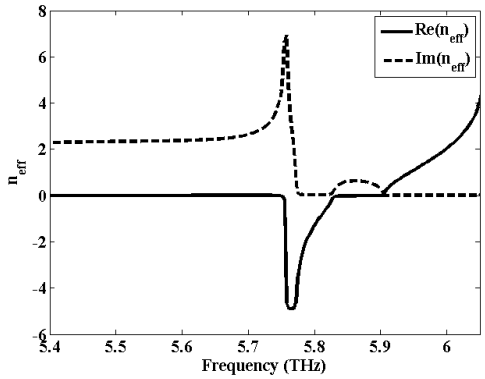
در این رابطه ω_p فرکانس پلاسمایی و γ فرکانس برخورد است. برای طلا این مقادیر را به ترتیب برابر با $1.37\times10^{16} rad/s$ و $4.08\times10^{13} rad/s$ در نظر می گیریم [۳]. با وجود اینکه در مقایسه با ابررساناها و حتی گرافن، فلزات نجیب رساناهای خوبی در فرکانس-



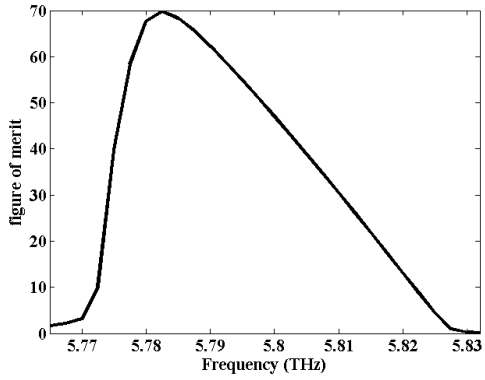
شکل ۲: منحنی ضریب عبور برای موج قطبیده خطی که در راستای محور z منتشر می شود.

-های بالا نیستند ولی همچنان بهترین گزینه برای استفاده به عنوان رسانا در فراماد می باشند[۳]. در این ساختار، در بسامدهایی پایین تر از فرکانس پلاسمایی، گذردهی الکتریکی (ε) منفی به کمک بخش پایینی ضخیم ساختار و همچنین بازوهای آن ایجاد شده و پذیرفتاری مغناطیسی μ آن توسط القای یک جریان چرخشی دایره ای در ساختار و درنتیجه تشدید مغناطیسی در آن به وجود می آید. فرکانس تشدید مغناطیسی ساختار از فرکانس پلاسمایی موثر کمتر بوده و لذا ε و μ در محدوده فرکانسی مشترکی منفی شده که این منجر به ایجاد ضریب شکست منفی می شود.

نظر به اینکه در راستای انتشار، ابعاد ساختار پیشنهادی بسیار کوچکتر از ابعاد طول موج تابش فرودی است، از دید موج الکترومغناطیسی، ساختار پیوسته به نظر رسیده و در نتیجه با اطمینان می توان از نظریه محیط موثر[۶] استفاده کرد. با استفاده از این نظریه، جهت اطمینان از وجود ضریب شکست منفی، پارامتر های موثر ساختار طراحی شده را به کمک روش های بازیابی استاندارد پیدا می کنیم [۴]. همان گونه که از شکل ۳ پیداست، در ناحیه باریکی در اطراف فرکانس $5.755THz$ قسمت حقیقی ضریب شکست منفی است. در فرکانس $5.779THz$ ضریب شکست برابر $n=-1.88+0.021i$ می باشد که کوچک بودن قسمت موهومی آن، نشان دهنده افت پایین و عبور بالا در این بسامد است. در این فرکانس، کیفیت عبور($FOM=\left|\mathrm{Re}(n)/\mathrm{Im}(n)\right|$) این ساختار



شکل ۳: منحنی قسمت حقیقی و موهومی ضریب شکست موثر



شکل ۴: کیفیت عبور در محدوده فرکانسی ضریب شکست منفی

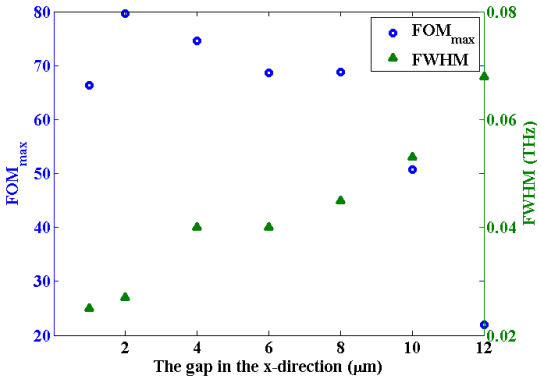
برابر 66.8 است که در این محدوده فرکانسی نسبت به مقادیری که تاکنون گزارش شده مقدار بسیار بالا و قابل توجهی است (شکل ۴).

با وجود بالا بودن مقدار FOM، پهنای نوار فرکانسی ضریب شکست منفی برای این ساختار نسبتا کم است. برای رفع این مشکل، با توجه به اینکه فاصله گاف بین سلول واحد های مجاور نقشی حیاتی را در مقادیر گذردهی الکتریکی موثر، تراوایی مغناطیسی موثر و در نتیجه ضریب شکست موثر دارد [۵]، ما برای مقادیر مختلف این فاصله گاف در راستای x، شبیه سازی های زیادی را انجام دادیم که نتایج بخشی از آن ها در شکل ۵

[۶] Effective medium theory

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

مشاهده می شود. همان گونه که پیداست، با افزایش فاصله گاف مقدار FOM کاهش یافته ولی در عوض اندازه پهنای نوار فرکانسی ضریب شکست منفی که

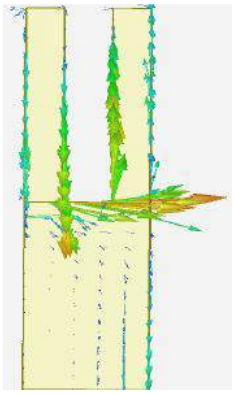


شکل ۵: نحوه تغییرات FOM و $FWHM$ با تغییر فاصله گاف بین سلول های واحد در راستای محور x در شکل ۱.

در شکل آن را با $FWHM$[۷] (به معنای پهنای کامل در نصف کمینه ضریب شکست) مشخص کرده ایم افزایش می یابد. بنابراین پهن کردن بازه فرکانسی ضریب شکست منفی به بهای از دست دادن کیفیت عبور FOM است. لذا تبادلی بین مقدار FOM ومقدار $FWHM$ وجود دارد که بسته به اینکه کدام یک از این دو کمیت برای ما در اولویت است می توانیم با تنظیم فاصله گاف به خواسته خود برسیم. علاوه بر شکل هندسی خاص ساختار پیشنهادی، عامل دیگر افت پایین فراماده طراحی شده، پایه نسبتا وسیع (ضخیم) سلول شبه U شکل است. افزایش سطح مقطع بخش پایینی ساختار باعث کاهش عمق نفوذ[۸] و در نتیجه شارش جریان در یک لایه نازک در سطح رسانا شده که این نیز منجر به کاهش افت اهمی می شود [۶].

۴- نتیجه‌گیری

دراین مقاله ما ساختار فراماده ای را برای ایجاد ضریب شکست منفی معرفی کرده ایم که در محدوده فرکانسی تراهرتز دارای افت بسیار کم و عبور بسیار بالایی است. با محاسبه FOM که در فرکانس $5.779THz$ دارای



شکل ۶: جریان سطحی شبیه سازی شده در بسامد $5.779\,THz$

مقدار بسیار بالای 66.8 است (نسبت به مقادیر گزارش شده تاکنون در این محدوده فرکانسی)، می توان به صحت این ادعا پی برد. با این وجود پهنای فرکانسی ضریب شکست منفی مقدار نسبتا کمی دارد. با انجام شبیه سازی های بسیار، اثر فاصله بین سلول واحدها در ساختار را بر مقدار FOM و پهنای فرکانسی ضریب شکست منفی بررسی کرده ایم. مشاهده می شود که با افزایش این فاصله ها، مقدار FOM کاهش ولی اندازه پهنای فرکانسی افزایش می یابد. لذا افزایش یکی به بهای کاهش دیگری است و برعکس. در نتیجه تبادلی بین مقدار FOM و پهنای فرکانسی وجود دارد که بسته به اینکه کدام یک از این دو کمیت برای ما در اولویت است می توان با تنظیم فاصله گاف، به مقدار دلخواه و مورد نظر دست یافت.

مراجع

[1] V. G. Veselago, "The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ε and μ", Sov. Phys. Usp., Vol. 10, p. 509, 1968.

[2] J. B. Pendry, "Negative Refraction Makes a Perfect Lens", Phys. Rev. Lett. , Vol. 85, p. 3966, 2000.

[3] P. Tassin, T. Koschny, M. Kafesaki, and C. M. Soukoulis, "A comparison of graphene, superconductors and metals as conductors for metamaterials and plasmonics", Nature. Photon. Vol. 6, p. 259, 2012.

[4] D. R. Smith, D. C. Vier, T. Koschny, and C. M. Soukoulis, "Electromagnetic parameter retrieval from inhomogeneous metamaterials", Phys. Rev. E. Vol. 71, p. 036617, 2005.

[5] Choi, *et. al.*, "A terahertz metamaterial with unnaturally high refractive index", Nature, Vol. 470, p. 369, 2011.

[6] Güney, et. al., "Reducing ohmic losses in metamaterials by geometrical tailoring", Phys. Rev. B. Vol. 80, P. 125129, 2009.

[۷] Full width at half minimum

[۸] Skin depth

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

بررسی تاثیر حضور نانومیله‌های ZnO بر حساسیت تار نوری نسبت به بیناب مرئی

سید محمد حسین امین جواهری[۱]، آذردخت مظاهری[۲]، مهدی داوودی[۲]، محمد حسن یوسفی[۲]، سیدمحمدرضا موسوی[۲]

[۱] مجتمع دانشگاهی علوم کاربردی دانشگاه صنعتی مالک اشتر، مرکز اپتوالکترونیک، اصفهان، شاهین‌شهر

[۲] مجتمع دانشگاهی علوم کاربردی دانشگاه صنعتی مالک اشتر، دانشکده فیزیک، اصفهان، شاهین‌شهر

چکیده - در این مقاله با استفاده از روش‌های تخریب حرارتی و مایکروویو، نانوساختارهای *ZnO* بر روی تار نوری رشد داده شده‌اند. پس از بررسی تصاویر *FESEM* و حصول اطمینان از رشد مطلوب نانوساختارها، چیدمان منبع نور بیرونی برپا شد و بیناب عبوری از تارهای نوری ثبت گردید. با سنجش میزان شدت عبوری از تارهای نوری دارای نانوساختار در سه طول موج مختلف و مقایسه آن‌ها با شدت عبوری از تار نوری بدون نانوساختار، تاثیر حضور نانوساختارهای *ZnO* بررسی و افزایش تا ۵/۲ برابری در میزان شدت‌ها به دست آمد. هم‌چنین حضور نانوساختارهای حاصل از روش تخریب حرارتی تاثیر بیش‌تری در افزایش شدت در مقایسه با نانوساختارهای حاصل از روش مایکروویو دارند.

کلید واژه- نانو حسگر تار نوری، اکسید روی، تخریب حرارتی، مایکروویو، چیدمان منبع نور بیرونی.

Investigating the effect of ZnO nanorods on sensitivity of optical fiber to the visible spectrum

Amin Javaheri, Seyed mohammad hossein[1]; Mazaheri, Azardokht[2]; Davoudi, Mahdi[2];

Yousefi, Mohammad hasan[2]; Mousavi, Seyed mohammad reza[2]

[1] Institute of Applied Sciences of Malek Ashtar, Optoelectronic Center, Isfahan, Shahin Shahr

[2] Institute of Applied Sciences of Malek Ashtar, Department of Physics, Isfahan, Shahin Shahr

Abstract- In this paper, nannostructured ZnO was grown upon optical fiber by Thermal decomposition and Microwave methods. After observing fine FESEM images of nanostructures, external ligth source setup implemented and then the transmissional spectrum of fibers recorded. Investigating the effect of ZnO nanostructures have showed improvement in detected ligth intensity up to 5.2 order compare with intensity of fiber without nanostructure in three various wavelengths. Nanostructures synthesized through thermal decomposition method are more effective than ones which created through microwave method in incremented intensity.

Keywords: Optical fiber nano-sensor, Zinc oxide, Thermal decomposition,Microwave, External ligth source setup.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

تار نوری یک موجبر دوبعدی استوانه‌ای است که بر اساس بازتاب کلی داخلی قادر به هدایت نور در مسیرهای طولانی است. به دلیل ویژگی‌های خاص تارهای نوری، استفاده از آن‌ها در ارتباطات، حسگرها و تجهیزات پزشکی پیشرفت چشم‌گیری داشته است [۱].

حسگرها، ابزارهایی هستند که تحت شرایط خاص، از خود واکنش‌های پیش‌بینی شده و مورد انتظار نشان می‌دهند و در این میان، نانوحسگرها به دلیل خواص موادِ نانومقیاس (کوچک بودن اندازه، نسبت سطح به حجم بیش‌تر، حاکمیت اثرهای کوانتومی و تعداد نقص بیش‌تر)، حساسیت بیش‌تری نسبت به عوامل خارجی در مقایسه با مواد حجیم‌شان دارند و به همین علت توجه زیادی را جلب کرده‌اند [۲].

حسگر تار نوری از جمله جدیدترین حسگرهایی هستند که بر اساس نقاط اندازه گیری، موقعیت و عملکردشان به انواع مختلفی تقسیم می‌شوند. یکی از رایج‌ترین حسگرهای تارنوری، حسگر تار نوری بر اساس شدت است که بر مبنای تغییرات شدت موج داخل تار عمل می‌کند [۳]. هم‌چنین به منظور افزایش حساسیت و ایجاد انتخابگری در حسگر تار نوری، از غلاف جایگزین استفاده می‌شود که با برداشتن بخشی از غلاف تار نوری، بخش حساسه بر روی آن جایگزین می‌شود.

به دلیل ویژگی‌های متفاوت تار نوری نسیت به سایر زیرلایه‌ها هم‌چون شکل استوانه‌ای و عدم تحمل دماهای بالا، بایستی از روش‌های رشد سازگار مانند تخریب حرارتی و مایکروویو به منظور رشد نانوساختار بر روی آن استفاده نمود.

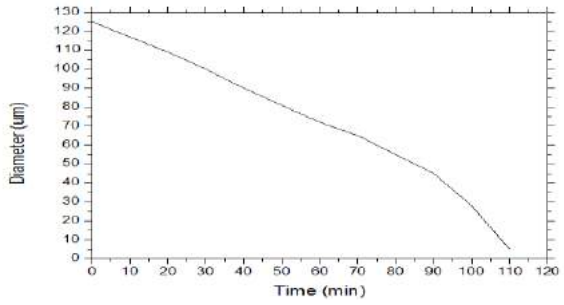
یکی از مهم‌ترین و کاربردی‌ترین نیم‌رساناهای اکسید فلزی که می‌تواند به عنوان جایگزین غلاف به منظور ساخت نانوحسگر تار نوری استفاده شود، اکسید روی (ZnO) است. به سبب ویژگی‌هایی هم‌چون گاف نواری پهن و مستقیم، انرژی بستگی اکسیتونی بزرگ (۶۰ meV) [۴]، گسیلنده نور در بیناب وسیع [۵ و ۶]، دارا بودن خاصیت پیزوالکتریک [۷] در موارد بسیار زیادی هم‌چون فوتوکاتالیست‌ها [۸]، ترانزیستورهای اثرمیدان [۹]، ابزارهای فوتوالکترونیکی و فوتوولتایی، لیزر فرابنفش، سلول خورشیدی و حسگرها استفاده می‌شوند [۱۰].

۲- روش تحقیق

در این قسمت مراحل عملی پژوهش به ترتیب بیان می‌شوند.

۲-۱- باریک سازی تار نوری

به منظور کاهش قطر غلاف تار نوری از فرآیند زدایش استفاده می‌شود. ابتدا قسمتی از محافظ و روکش را با کمک ابزار روکش‌بردار برمی‌داریم و سپس تار نوری سوار شده بر پایه نگهدارنده را درون هیدروفلوئوریک اسید ۲۰ درصد غوطه‌ور می‌نماییم. پس از گذشت مدت زمان مورد نظر، آن را خارج کرده و با استفاده از میکروسکوپ نوری قطر تار نوری را می‌سنجیم. مطابق شکل ۱، برای تهیه تار نوری با قطر ۶۰ میکرون، مدت زمان ۷۵ دقیقه مورد نیاز است.



شکل ۱: نمودار تجربی آهنگ کاهش قطر تار نوری برحسب مدت زمان ماندگاری تار نوری در اسید HF ۲۰ درصد.

۲-۲- رشد نانوساختار ZnO بر روی تار نوری

در این پژوهش به منظور رشد نانوساختار ZnO از دو روش تخریب حرارتی و مایکروویو استفاده می‌شود.

به منظور رشد نانوساختار ZnO بر روی تار نوری زدایش شده به روش تخریب حرارتی ابتدا مقدار ۰/۳۹ g استات روی (Merck- 108802) را درون کوره (Godaze saz furnace- PC 21) با دمای $^{\circ}C$ ۳۵۰ قرار داده و پس از گذشت ۱۲ ساعت آن را خارج کرده و مواد حاصل را در ml ۶۰ آب دوباریونیزه حل می‌نماییم و پس از قراردهی تار نوری در داخل محلول، مجموعه را به مدت ۳ ساعت درون کوره (Heraeus oven- T 5028) با دمای $^{\circ}C$ ۹۰ قرار می‌دهیم.

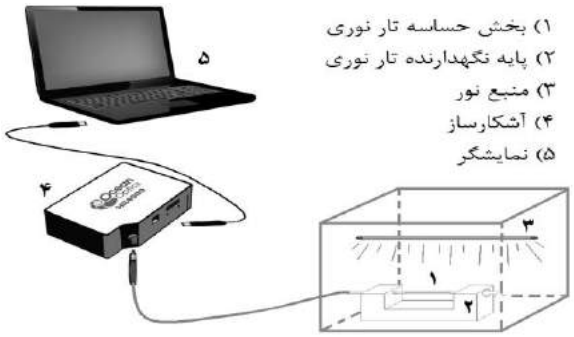
در روش مایکروویو نیز ابتدا محلولی حاوی ۰/۰۴ مولار نیترات روی (Merck-108833) و هگزا متیلن تترامین (Merck-818712) در حلال متانول (Sigma-Aldrich-34860) تهیه نموده و پس از قراردهی تار نوری در داخل

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

محلول، مجموعه را به مدت ۱ دقیقه درون دستگاه مایکروویو (Daewoo microwave oven- KOC-1B0K) با توان W ۱۱۰۰ قرار می‌دهیم.

۳-۲- چیدمان مورد استفاده

به منظور بررسی تاثیر حضور نانوساختار ZnO بر روی میزان تزویج نور به تار نوری از چیدمان شکل ۲ استفاده می‌نماییم.

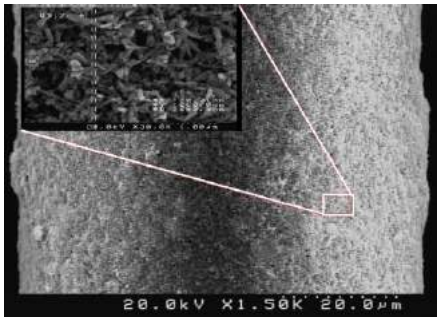


شکل ۲: چیدمان سنجش حساسیت تار نوری نسبت به بیناب نوری.

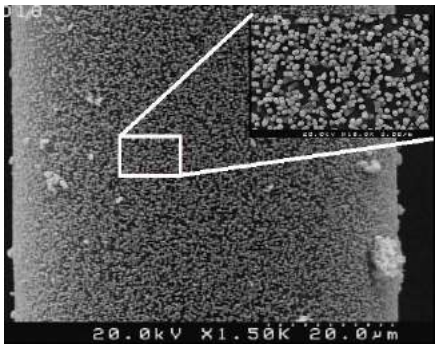
منبع نور، لامپ فرابنفش (آرگون- جیوه) است و نور آن به طور جانبی بر تار نوری فرود می‌آید و به درون تار تزویج می‌شود. به منظور حذف نور زمینه، مجموعه منبع نور و تار نوری درون جعبه‌ای غیر شفاف قرار داده شدند.

۳- نتایج و تحلیل نتایج

تصاویر FESEM مربوط به نانوساختارهای رشد یافته به روش تخریب حرارتی و مایکروویو به ترتیب در شکل‌های ۳ و ۴ آورده شده‌اند. همان‌طور که در شکل ۴ دیده می‌شود، نانومیله‌های ZnO رشد داده شده روی تار نوری دارای ساختار یکسان، منظم و عمودی هستند. روش مایکروویو با وجود مدت زمان رشد بسیار کوتاه، نتایج بسیار درخشانی را ارائه نموده است.

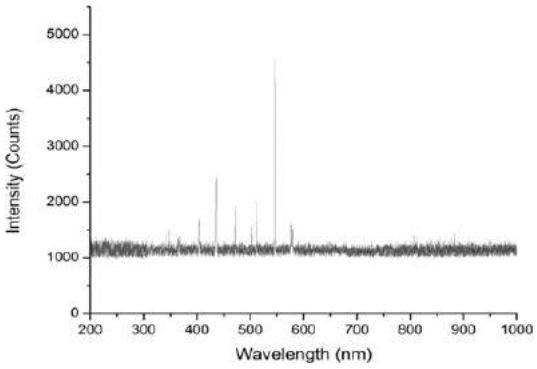


شکل ۳: تصویر FESEM نانوساختارهای رشدیافته بر روی تار نوری به روش تخریب حرارتی

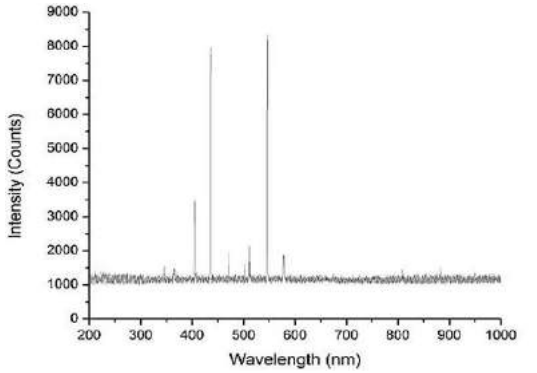


شکل ۴: تصویر FESEM نانوساختارهای رشدیافته به طور عمودی بر روی تار نوری به روش مایکروویو

شدت ثبت شده توسط آشکارساز حاصل از تارهای نوری در حضور و عدم حضور نانوساختارهای ZnO در شکل‌های۶، ۷ و ۸ آورده شده‌اند. همان‌طور که مشاهده می‌شود، حضور نانوساختارها سبب تزویج بهتر نور به تار نوری شده‌اند و در نتیجه با به کارگیری نانوساختارهای ZnO بر روی بخش حساسه حسگرها، می‌توان حساسیت حسگر را نسبت به بیناب نوری بهبود بخشید.

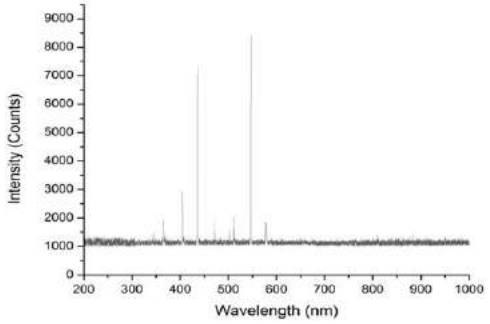


شکل ۵: بیناب نور ثبت شده توسط آشکارساز حاصل از نور تزویج شده به تار نوری بدون نانوساختار



شکل ۶: بیناب نور ثبت شده توسط آشکارساز حاصل از نور تزویج شده به تار نوری دارای نانوساختار رشد یافته به روش تخریب حرارتی

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد



شکل ۷: بیناب نور ثبت شده توسط آشکارساز حاصل از نور تزویج شده به تار نوری دارای نانوساختار رشد یافته به روش مایکروویو

شدت رسیده به آشکارساز از طریق تار نوری بدون نانوساختار، تار نوری دارای نانوساختار رشد یافته به روش تخریب حرارتی و تار نوری دارای نانوساختار رشد یافته به روش مایکروویو به ترتیب با I، I_t و I_m نشان داده می‌شوند. با استفاده از شکل‌های ۵، ۶ و ۷، شدت ثبت شده در آشکارساز حاصل از نمونه‌های دارای نانوساختار را نسبت به نمونه بدون نانوساختار محاسبه می‌نماییم. برای طول موج ۵۴۵ nm نسبت به دست آمده عبارت است از:

$$\frac{I_{t_{545}}}{I_{545}} = \frac{8600-1200}{4500-1200} = 2.24$$

$$\frac{I_{m_{545}}}{I_{545}} = \frac{8400-1200}{4500-1200} = 2.18$$

و برای طول موج ۴۳۵ nm به دست می‌آید:

$$\frac{I_{t_{435}}}{I'_{435}} = \frac{8000-1200}{2500-1200} = 5.23$$

$$\frac{I_{m_{435}}}{I_{435}} = \frac{7500-1200}{2500-1200} = 4.85$$

و نیز برای طول موج ۴۰۴ nm به دست می‌آید:

$$\frac{I_{t_{404}}}{I_{404}} = \frac{3500-1200}{1700-1200} = 4.6$$

$$\frac{I_{m_{404}}}{I_{404}} = \frac{3000-1200}{1700-1200} = 3.6$$

عدد ۱۲۰۰ در معادلات فوق میزان نویز دستگاه است. با توجه به محاسبات انجام شده برای سه طول موج دلخواه، حضور نانوساختارهای ZnO سبب افزایش تزویج نور می‌شود. در نتیجه با بهبود تزویج نور به درون تار نوری، شرایط لازم به منظور استفاده از تار نوری دارای پوشش غلاف نانوساختار، در تولید حسگر حساس به عوامل محیطی (مانند تغییرات دما، حضور الکل‌ها و گازها) فراهم می‌شود.

۴- نتیجه‌گیری

اندازه‌گیری‌های آزمایشگاهی و محاسبات صورت‌گرفته حاکی از آن است که حضور نانوساختارها به عنوان غلاف جایگزین بر روی تار نوری، سبب افزایش ۲/۱ تا ۵/۲ برابری در میزان شدت تزویج شده به تار نوری شده است. بیش‌ترین میزان افزایش تزویج نور، برای طول موج‌های نزدیک ۴۳۵ nm به دست آمد. در نتیجه با به کارگیری نانوساختارها در ادوات آشکارساز می‌توان حساسیت آن‌ها را نسبت به بیناب مرئی بهبود بخشید. هم‌چنین استفاده از تار نوری دارای پوشش نانوساختار حاصل شده از روش تخریب حرارتی افزایش تزویج بیش‌تری را نسبت به روش مایکرویو نشان داد.

مراجع

[1] C.R. Pollock, *Fundamentals of optoelectronics*, Tom Casson Publishing, USA, 1995.

[2] Z. W. Pan, Z. R. Dai, and Z. I. Wang, Nanobelts of Semiconducting Oxides, Sciense 292, pp. 1947-1949, (2001).

[3] Sh. Ghetia, R. Gajjar, P. Trivedi, Classification of Fiber Optical Sensors, Electronics Communication and Computer Technology, Vol. 3, Issue 4 (2013).

[4] W. Y. Liang and A. D. Yoffe, Transmission Spectra of ZnO Single Crystals, Phys. Rev. Lett 20, 59 (1968).

[5] A. B. Djurisic, Y. H. Leung, K. H. Tam, L. Ding, W. K. Ge, H. Y. Chen and S. Gwo, Appl. Phys. Lett. 88, 103107 (2006).

[6] S. Mine, S. Manalis and C. Quate, Parallel atomic force microscopy using cantilevers with integrated piezoresistive sensors and integrated piezoelectric actuators, Appl. Phys. Lett 67, 3918 (1995).

[7] J. Nagaraju, P. Choudhury and S. Krupanidhi, Growth of ferroelectric Li-doped ZnO thin films for metal-ferroelectric-semiconductor FET, Journal of Physics D, Vol. 39, No. 13, 16 June (2006).

[8] A. Umar and Y. Hahn, ZnO nanosheet networks and hexagonal nanodiscs grown on silicon substrate, Nanotechnology 17 (2006).

[9] W. Hughes, Z. Wang, Nanobelts as nano-cantilevers, Appl. Phys. Lett 82 (2003), 2886-2888.

[10] S. Gupta, A.Joshi, Development of gas sensors using ZnO nanosttructures, J. Chem. Sci., Vol. 122, No. 1, January (2010), pp. 57-62.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

بررسی ضریب شکست غیرخطی بخار روبیدیوم با روش پویش طولی

محمد صادقی گوغری[۱]، ملیحه رنجبران[۱]، محمد مهدی طهرانچی[۱و۲]، سیده مهری حمیدی[۱] و سید محمد حسین خلخالی[۳]

[۱] پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی، ولنجک، تهران
[۲] دانشکده فیزیک، دانشگاه شهید بهشتی، ولنجک، تهران، ایران
[۳] دانشکده فیزیک، دانشگاه خوارزمی، تهران، ایران

چکیده – اندازه‌گیری ضریب شکست غیرخطی بخارهای قلیایی مؤلفه بسیار مهمی به منظور شناسایی خواص اپتیکی این محیط‌ها محسوب می‌شود. در این محیط‌ها ضرایب غیرخطی به واکوکی از فرکانس تشدید اپتیکی قویا وابسته است و لذا اثرات غیرخطی را با شدت کم نور لیزر می توان مشاهده کرد. پاسخ این سامانه‌ها با پذیرفتاری غیرخطی مرتبه‌ی سوم بیان می‌شود که بصورت یک بخش وابسته به شدت در ضریب شکست محیط نمایان می‌شود. پویش طولی یکی از روش‌های تجربی بسیار دقیق برای اندازه‌گیری ضریب شکست غیرخطی است. در این مقاله به منظور پیش بینی وابستگی ضریب شکست غیرخطی به عوامل دخیل در روش پویش طولی، با استفاده از یک روش نیمه تجربی، شدت‌های عبوری از بخار روبیدیوم به ازای واکوکی‌های مثبت و منفی از فرکانس تشدید شبیه‌سازی و مورد تحلیل و بررسی قرار گرفته است.

کلید واژه- ضریب شکست غیر خطی، بخار اتمی، پویش طولی، خود کانونی شدن نور.

Study of Nonlinear Refraction in Rubidium vapor Using Z-Scan Technique

Mohammad sadeghi gougheri[1], Maliheh Ranjbaran[1], Mohammad Mehdi Tehranchi[1,2], Seyedeh Mehri Hamidi[1], Seyed Mohammad Hosein Khalkhali[3].

[1] Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran
[2] Physics Department, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran
[3] Physics Department, Kharazmi University, Tehran, Iran

3 Physics Department, Kharazmi University, Tehran, IranAbstract- Measurement of nonlinear refractive index in alkali vapors is a very important method in identifying the optical properties of these mediums. In these mediums, the nonlinear refraction is strongly dependent on the detuning from the optical resonance frequency and therefore nonlinear effects can be observed at low laser intensity. The response of these systems is expressed by the third-order nonlinear susceptibility, which appears as an intensity-dependent term in the refractive index of the medium. Z-scan is one of the most accurate experimental methods for measuring of the nonlinear refractive index. In this paper, in order to predict the dependence of the nonlinear refractive index on the factors involved in the Z-scan technique, we have used a semi-experimental method to simulate the transmitted intensity thorough the rubidium vapor for the positive and negative detunings of the resonance frequency and the results have been analyzed.

Keywords: Nonlinear refractive index, Atomic vapors, Z-scan technique, Self-focusing of light.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

ضریب شکست غیرخطی مؤلفه‌ی بسیار مهمی برای شناسایی خواص اپتیکی یک محیط غیرخطی است. از جمله محیط‌های غیرخطی می‌توان به بخارهای اتمی اشاره کرد که توجه ویژه‌ای را به خود معطوف ساخته‌اند زیرا ضرایب غیرخطی آن‌ها به شدت به واکوکی از فرکانس تشدیدشان بستگی دارد و بنابراین می‌توانند امکان مشاهده اثرات غیرخطی را با شدت کم نور لیزر پیوسته فراهم کنند.

علاوه بر این، بخارهای اتمی محیط‌های همسانگرد و دارای تقارن مرکزی می‌باشند، لذا در تقریب دوقطبی، اولین سهم غیرخطی در قطبش متناسب با توان سوم میدان الکتریکی ($\chi^{(3)}E^3$) است [1]. پذیرفتاری مرتبه‌ی سوم، $\chi^{(3)}$، مسئول پدیده‌هایی از قبیل تولید هماهنگ سوم، آمیختگی چهار موج و اثرات خودکنش مانند خودکانونی شدن و خود گیراندازی نور می‌شود. با استفاده از خودکانونی شدن نور که از قسمت حقیقی پذیرفتاری مرتبه‌ی سوم بدست می‌آید، می‌توان ضریب کر (ضریب شکست غیر خطی) را تعیین کرد.

یک شیوه بسیار ساده و دقیق برای اندازه‌گیری ضریب کر، روش پویش طولی می‌باشد. این روش علاوه بر حساسیت بالا در تعیین اندازه ضریب کر، توانایی تعیین علامت آنرا نیز فراهم می‌کند، بنابراین برای اندازه‌گیری ضریب کر بخار فلزات قلیایی سدیم [2]، روبیدیوم [۳و۴] و سزیم [5] به صورت تجربی مورد استفاده قرار گرفته است.

در این مقاله به منظور پیش‌بینی وابستگی ضریب کر به عوامل دخیل در روش پویش طولی، با استفاده از یک روش نیمه تجربی و بهره بردن از معادلات نظری و تجربی، خودکانونی و خودواکانونی شدن نور برحسب واکوکی‌های مختلف بررسی و واکوکی‌ای که به ازای آن بیشینه ضریب شکست رخ می‌دهد، تعیین شده است.

۲- مبانی نظری

خودکانونی شدن پرتو لیزر در یک محیط غیرخطی یک اثر غیرخطی مرتبه‌ی سوم است و توسط یک بخش وابسته به شدت در ضریب شکست محیط بصورت، $n = n_0 + n_2 I$ نمایان می‌شود که n_0 ضریب شکست مستقل از شدت و n_2 ضریب کر می‌باشد. ضریب کر توسط رابطه‌ی،

$$n_2 = \frac{3}{4n_0^2\varepsilon_0 c}\,\mathrm{Re}(\chi^{(3)}), \qquad (2)$$

به پذیرفتاری مرتبه‌ی سوم، $\chi^{(3)}$، مرتبط می‌باشد. با استفاده از فرمول بندی ماتریس چگالی و فرض سیستم دو ترازی، پذیرفتاری مرتبه‌ی سوم برای یک اتم که با سرعت v در امتداد محور پرتو در حال حرکت است بصورت،

$$\chi_v^{(3)} = \frac{32N(\mu_{ab})^4(2\pi)^3}{3\varepsilon_0 h^3}\,\frac{\delta_v/\Gamma^4}{(1+\frac{4(\delta_v)^2}{\Gamma^2})^2}, \qquad (۳)$$

محاسبه می‌شود که در این رابطه N چگالی تعداد اتم‌ها، μ_{ab} عنصر ماتریسی گشتاور دوقطبی الکتریکی، h ثابت پلانک و Γ پهنای خط همگن است. همچنین δ_v برابر با:

$$\delta_v = w - w_{ba} - kv = \delta - kv, \qquad (۴)$$

است که k عدد موج، w فرکانس لیزر، w_{ba} متناسب با اختلاف انرژی بین حالت برانگیخته و حالت پایه و δ واکوکی[1] از فرکانس تشدید می‌باشد.

معادله (۳) پذیرفتاری مرتبه‌ی سوم را تنها برای بخشی از اتم‌ها که با سرعت v در امتداد محور پرتو در حرکتند، تعیین می‌کند. برای بدست آوردن پذیرفتاری ناشی از کل اتم‌های بخار قلیایی، بایستی سهم همه‌ی اتم‌ها را جمع کرد. بنابراین باید یک انتگرال‌گیری روی تمام مولفه‌های سرعت با تابع توزیع بولتزمن بصورت،

$$\mathrm{Re}\,\chi^{(3)} = \int dv\,\mathrm{Re}\,\chi_v^{(3)} W(v). \qquad (۵)$$

انجام شود. نکته حائز اهمیت وابستگی طیفی بسیار قوی $\chi^{(3)}$ به فرکانس‌های نزدیک محدوده‌ی فرکانس گذارهای اتمی می‌باشد. بنابراین برای محاسبه‌ی انتگرال سرعت (معادله‌ی (۵)) بایستی ناحیه‌ی تقریبی نزدیک فرکانس تشدید و تحت شرایطی که پهن شدگی همگن

[1] Detuning

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

خیلی کوچکتر از پهن شدگی ناهمگن (پهن شدگی دوپلری) است، در نظر گرفته شود. تحت این شرایط سهم اصلی در انتگرال (۵) مربوط به برخی از مؤلفه‌های سرعت اتم‌هاست که برای آنها واکوکی برابر با $\delta_v = \pm\frac{\Gamma}{\sqrt{12}}$ (بیشینه مقدار $\chi_v^{(3)}$ در معادله‌ی (۳)) می‌باشد. در نتیجه پس از محاسبه انتگرال، ضریب کر با رابطه‌ی

$$n_2 = 10^4 \times \frac{4\pi^{\frac{7}{2}}}{3}\frac{\mu_{ab}^4 N}{c\varepsilon_0^2 h^3}\left(\frac{T_2}{k^2u^2}\right)xe^{-x^2}, \quad (۶)$$

مشخص می‌شود. در این رابطه، T_2 زمان وافازی گذار اتمی بوده و مقدار آن برابر با $T_2 = 1/\Gamma$ می‌باشد. $u = \sqrt{2k_BT/M}$ پهنای توزیع سرعت اتمی است که در آن k_B ثابت استفان- بولتزمن، T دمای اتم‌ها و M جرم اتم‌ها می‌باشد. پارامتر x متناسب با واکوکی از تشدید بوده و برابر با $x = 2\pi\delta/ku$ است.

به منظور بررسی وابستگی تغییرات نور در روش پویش طولی به عوامل مؤثر بر ضریب کر، روابط حاکم بر روش پویش طولی در ادامه مورد بررسی قرار خواهند گرفت. در روش پویش طولی، نمونه در معرض یک پرتو گاوسی شکلِ کانونی شده قرار گرفته و در راستای انتشار پرتو جابجا می‌شود. شدت عبوری از نمونه بصورت تابعی از موقعیت آن با رابطه‌ی،

$$T(z) = 1 + \frac{4y\Delta\varphi_0}{(1+y^2)(9+y^2)}, \quad (۷)$$

برازش می‌شود. سپس با اندازه‌گیری تفاضل شدت عبوری بیشینه و کمینه، ضریب کر را می‌توان با استفاده از روابط،

$$\Delta T = 0.406\times(1-S)^{0.25}\times\Delta\varphi_0, \quad (۸)$$

$$n_2 = \frac{\Delta\varphi_0}{kI_0L}, \quad (۹)$$

محاسبه کرد [6]. در روابط بالا، $T(y)$ شدت عبوری بهنجار شده، $y = z/z_0$ ، z فاصله از کانون، z_0 محدوده‌ی رایلی، $\Delta\varphi_0$ جابجایی فاز غیرخطی قله در کانون، S پارامتر عبور خطی از روزنه، I_0 شدت پرتو در کانون و L طول نمونه می‌باشد.

در راستای پیش‌بینی وابستگی پارامترهای مؤثر در تعیین میزان شدت عبوری از نمونه در روش پویش طولی، ضریب کر بدست آمده از معادلات نظری (معادله‌ی ۶) را در معادله‌ی (۹) جایگزین می‌کنیم. با استفاده از معادله (۷) شدت عبوری بصورت،

$$T(y) = 1 + [10^4 \times \frac{16\pi^{\frac{7}{2}}}{3}\frac{kLI_0N\mu_{ab}^4}{c\varepsilon_0^2h^3}\left(\frac{T_2}{k^2u^2}\right)xe^{-x^2}]\frac{y}{(1+y^2)(9+y^2)} \quad (۱۰)$$

بدست می‌آید. واضح است که شدت عبوری به دما، واکوکی از فرکانس تشدید و شدت نور ورودی وابسطه است، لذا در این مقاله شدت عبوری به ازای واکوکی از فرکانس تشدید، که مهمترین مؤلفه وابسته است، مورد بررسی قرار خواهد گرفت.

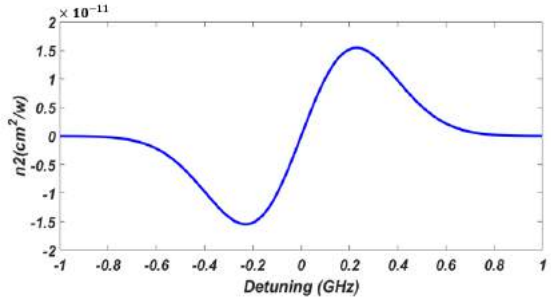
نتایج

بخار اتمی در نظر گرفته شده در این مقاله بخار روبیدیوم است که در یک سلول شیشه‌ای استوانه‌ای شکل با طول ۱ و شعاع قاعده ۲۰ میلی‌متر محبوس شده است. چگالی تعداد اتم‌های روبیدیوم برای این سلول در دمای ۷۰ درجه‌ی سانتی‌گراد برابر با $N = 1.7393\times10^{10}$ است. در شکل (۱) با استفاده از محاسبات نظری (معادله‌ی (۶)) ضریب کر برای گذار D_1 بخار روبیدیوم (طول موج $\lambda_{D_1} = 794.8nm$)، در بازه‌ی واکوکی $\delta = 1GHz$ تا $\delta = -1GHz$ رسم شده است. این نمودار که شبیه مشتق یک منحنی گاوسی است نشان می‌دهد ضریب کر به شدت به میزان واکوکی از فرکانس تشدید وابسته است و به ازای واکوکی‌های مثبت، ضریب کر مثبت و به ازای واکوکی‌های منفی ضریب کر منفی می‌باشد. همچنین محاسبات نظری نشان می‌دهد که بیشینه مقدار ضریب کر در واکوکی $\delta = 229.72MHz$ از گذار تشدیدی D_1 نمایان شده و برابر با $n_2 = 1.54\times10^{-11}\,cm^2/w$ می‌باشد.

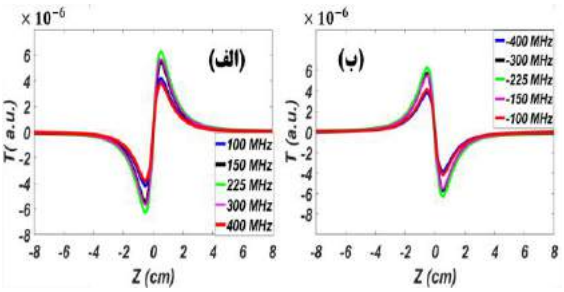
شکل (۲) شدت‌های عبوری شبیه‌سازی شده بر حسب

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

مکان سلول روبیدیوم به ازای واکوکی‌های مثبت (شکل سمت چپ) و منفی (شکل سمت راست) را نشان می‌دهد. رفتار کلی شکل (۲- الف) نشان‌دهنده پدیده خودکانونی شدن نور به واسطه‌ی حضور بخار روبیدیوم است و همانطور که مشخص است بیشترین مقدار ضریب کر در واکوکی $\delta = 225MHz$ از فرکانس تشدید رخ می‌دهد که تقریبا با مقدار محاسبه شده از روابط نظری ($\delta = 229.72MHz$) ، تطابق دارد. در شکل (۲- ب) نیز خود واکانونی شدن پرتو نور در اثر عبور از بخار روبیدیوم نشان داده شده است که در نهایت منجر به ضریب شکست منفی می‌شود.



شکل ۱: تغییرات ضریب کر بر حسب واکوکی‌های مختلف نسبت به فرکانس تشدید.



شکل ۲: تغییرات شدت عبوری بر حسب موقعیت بخار روبیدیوم نسبت به کانون.

۳- نتیجه‌گیری

اندازه‌گیری ضریب شکست غیرخطی بخارهای قلیایی اطلاعات طیف سنجی بسیار مفیدی حول فرکانس‌های نزدیک تشدیدشان را فراهم می‌کند. در این مقاله ضریب شکست غیرخطی بخار روبیدیوم برای محدوده‌ی وسیعی از واکوکی‌ها ($\delta = 1GHz$ تا $\delta = -1GHz$) بصورت نظری محاسبه شده و مشخص شد که بیشینه مقدار ضریب شکست برابر با $n_2 = 1.54 \times 10^{-11}\, cm^2/w$ است که در واکوکی $\delta = 229.72MHz$ از گذار تشدیدی D_1 نمایان می‌شود.

همچنین در این مقاله شدت‌های عبوری از بخار روبیدیوم بر حسب موقعیت آن نسبت به کانون به ازای واکوکی‌های مثبت و منفی شبیه‌سازی شده است. نتایج حاکی از وجود ضریب شکست منفی به ازای واکوکی‌های منفی و ضریب شکست مثبت به ازای واکوکی‌های مثبت است. همچنین بیشترین مقدار ضریب کر به ازای واکوکی $\delta = 225MHz$ رخ داده است که با محاسابات نظری همخوانی بسیار خوبی دارد.

مراجع

[1] R. W. Boyd, *Nonlinear optics*, p.10, 3rd ed. 2010.

[2] S. Sinha *et al.*, "A Z-scan study of nonlinear refraction in sodium vapour," Opt. Commun., vol. 203, no. 3–6, pp. 427–434, 2002.

[3] C. F. McCormick, D. R. Solli, R. Y. Chiao, and J. M. Hickmann, "Saturable nonlinear refraction in hot atomic vapor," Phys. Rev. A, vol. 69, no. 2, p. 23804, 2004.

[4] C. F. Mccormick, D. R. Solli, and R. Y. Chiao, "Measurement of saturable nonlinear refraction in atomic rubidium vapor," Optical Society of America pp. 6–8, 2004.

[5] M. O. Araújo *et al.*, "Measurement of the Kerr nonlinear refractive index of Cs vapor," Phys. Rev. A - At. Mol. Opt. Phys., vol. 88, no. 6, pp. 1–6, 2013.

[6] M. Sheik-bahae, A. A. Said, and E. W. Van Stryland, "High-sensitivity, single-beam n_2 measurements," Opt. Lett., vol. 14, no. 17, p. 955, 1989.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

نانوذرات طلا در بستره بافر فسفات به عنوان محیط مناسب تیمار فوتوگرمایی

سعیدی فرد ، ساجده[۱]؛ حمیدی ، سیده مهری[۲]

[۱] آزمایشگاه مگنتوپلاسمونیک، پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی، اوین، تهران

چکیده – در این مقاله به بررسی حضور نانوذرات طلا در محیط بافر فسفات در فرآیندهای زیستی پرداخته ایم تا بتوان آن را به عنوان یک محیط مناسب جهت تیمار فوتوگرمایی معرفی کرد. بدین منظور یک ساختار پلاسمونیکی که شامل طلا روی نانوتوری یک بعدی است به روش لایه نشانی گرمایی تهیه شده و تاثیر محیط های مختلف بافر بعلاوه غلظت های مختلف نانوذرات را در مد تشدید پلاسمونی ساختار پلاسمونیکی بررسی کرده ایم. نتایج حاصل، نشان دهنده ی حساسیت محیط بافر به حضور نانوذرات طلا در چند طول موج کاربردی است که می توان جهت تیمار فوتوگرمایی از آن استفاده کرد.

کلید واژه- تشدید پلاسمونی، محیط کشت سلولی، نانوذرات طلا، نمک بافر فسفات

Gold nanoparticles in phosphate buffer as suitable photo thermal therapy environment

Saeidifard, sajede[1]; Hamidi, Seyedeh Mehri[2]

[1]Magneto-plasmonic lab, Laser and Plasma Research Institute, ShahidBeheshti University, Tehran, Iran.
m_hamidi@sbu.ac.ir

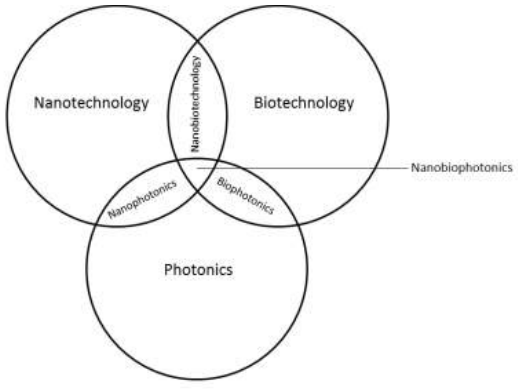
Abstract- In this paper, we investigated the presence of gold nanoparticles in the pbs environment, which is a fundamental buffer in biological processes, in order to make it suitable for photo thermal therapy environment. For this purpose, a plasmonic structure consisting of gold onto a one-dimensional nano grating is prepared by a thermal deposition method and after that, the effect of NPs in pbs media with and without NPs has been investigated. The spectroscopy of the samples has been done under different polarizations and a given angle in the various environmental conditions and ploted reflection diagram in term of wavelength. Our results show that this media has a good a sensivity in multi wavelength to the presence of gold nanoparticles.

Keywords: Plasmonic resonance, Cell culture medium, Gold nanoparticles, Phosphate buffered saline

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

تکنولوژی نانو بصورت مطالعه و کنترل ماده در سطح نانومقیاس تعریف می شود که این مهم کاربردهای بسیار گسترده ای در حوزه های مختلف مانند الکترونیک، مکانیک و پزشکی دارد. نانوفوتونیک علمی است که به برهم کنش نور-ماده در سطح نانومقیاس می پردازد که کشمکشی برای تحقیقات اساسی و فرصت هایی را برای تکنولوژی جدید فراهم می کند. درواقع با مطالعه ی برهمکنشهای اپتیکی جدید، تکنیک های مواد و ساخت و ساز شامل بررسی ساختارهای طبیعی و مصنوعی مانند بلورهای فوتونی، الیاف حفره دار، نقاط کوانتومی، ساختارهای زیر طول موج و پلاسمونیک همراه است. کاربرد دیگر تکنولوژی نانو در زیست، تکنولوژی زیست است که باعث ایجاد زمینه ی تحقیقاتی جدیدی تحت عنوان نانوبیوتکنولوژی شده است. این زمینه نه تنها به کاربرد سیستم های زیستی برای تولید نانوساختارهای مورداستفاده میپردازد، بلکه به ظهور و بکارگیری ابزارهایی برای تولید و دستکاری نانوساختارها جهت مطالعه ی روندها و ساختارهای زیستی اساسی می پردازد [۱]. این شاخه ی جدید را می توان نقطه اشتراک فوتونیک، بایوفوتونیک و نانونکنولوژی معرفی نمود ((شکل۱)) که زمینه ی گسترده ی علم نوین و نانوتکنولوژی بیومدیکال است. به کارگیری این زمینه ی خاص در داروسازی یک راهکار پرتوان برای تشخیص و درمان بیماری محسوب می شود[۱و۲].



شکل۱: نمایش شماتیکی تداخل زمینه های مختلف و بوجود آمدن نانوبیوفوتونیک

از سوی دیگر، درک فرایندهای بیولوژیکی در سطح نانو، یک نیروی محرک قوی در توسعه فناوری نانو است[۳]. چرا که اندام های زنده معمولا از سیستم هایی با ابعاد ۱۰ میکرومتر تشکیل می شوند، در حالی که، قسمت های سلولی بسیار کوچکتر بوده و حتی پروتئین های نوعی با اندازه ی فقط ۵ نانومتر وجود دارند که ابعاد کوچک ترین نانوذرات انسان است. این مقایسه اندازه ای ساده، ایده ی استفاده از نانوذرات به عنوان کاوه های بسیار کوچک را می دهد که ما را قادر به جاسوسی بدون مداخلات بیش از حد در ماشین های سلولی می کند.

اما در این محیط های سلولی، بافرهای متعددی جهت کشت و یا مراقبت های خاص استفاده می شود که یکی از این بافرها، نمک بافر شده ی فسفات(PBS[۱]) است. روش های زیادی برای ساخت PBS وجود دارد. در برخی از فرمول های ساخت از پتاسیم استفاده نمی شود، در حالیکه بسیاری از آنها دارای منیزیوم یا کلسیم می باشد. با ترکیب NaCl، KCl ، Na_2HPO_4 و KH_2PO_4 و PH ثابت در حدود ۷/۴ است که اسمولاریسم[۲]و غلظت یونی محلول را در بدن انسان منطبق می کند. این محیط به دلیل هم کشش بودن و غیر سمی بودن برای سلول ها بسیار پر کاربرد است [۴و۵]. همچنین می تواند به عنوان یک بافر شستشو برای آزمایش های ایمنی شناخته شده از جمله وسترن بلات[۳] ایمونوهیستوشیمی[۴] میکروسکوپ ایمنی فلوئورسانس و الیزا[۵]مورد استفاده قرار گیرد[۶].

اما از سوی دیگر، در بین تکنولوژی نانو، نانوذرات طلا به دلیل ویژگی های منحصر به فرد الکترونیکی، نوری، دمایی، شیمیایی و بیولوژیکی و پتانسیل استفاده در کاربردهای کاتالیزگری در زمینه های مختلف مانند زیست، فیزیک دارو، شیمی، علم مواد و زمینه های مختلف علمی دیگر توجه بسیاری را به خود جلب کرده است. جذب نوری قوی نانوذرات طلا، ویژگی های پراکندگی آنها و فقدان کامل یا کم سمی بودن باعث شده آنها برای کاربردهای بیوفیزیکی بسیار مناسب باشند[۷] همچنین نانوذرات طلا به دلیل جذب و پراکندگی بالا

---

۱ Phophate buffered saline
۲ osmolarity
۳ Western blot
۴ immunofluorescence
۵ ELISA

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

قادرند براساس تشدیدهای پلاسمونی سطحی در نواحی مرئی و نزدیک فروسرخ به عنوان المانهای درمانی نوری گرمایی[۱] (PTT) و یا جستجوگر در تصویرنگاری های زیستی موجودات زنده و آزمایشگاهی مورد استفاده قرار گیرند. نانوذرات پلاسمونیکی به محض قرار گرفتن در معرض نور در طول موج های تشدید خود، به دلیل تبدیل انرژی فوتون به گرما، گرمای ایجاد شده را به محیط اطراف نانوذرات منتقل می کنند[۸]. بطور مثال از آنها می‌توان به منظور تحریک نوری گرمایی فعالیت های نورونی مغزی استفاده کرد[۹]. در سال ۲۰۱۴، جی وونگ لی[۲] و همکارانش توانسته اند از نانومیله های طلا به عنوان واسطه برای جلوگیری از فعالیت نورونی با تحریک لیزری نزدیک فروسرخ استفاده کنند [۱۰]. در سال ۲۰۱۷ من کیو[۳] و همکارانش موفق شده‌اند از اثر فوتوگرمایی نانوذرات کربن برای افزایش تحریک نورونی عصب سیاتیک موش به کمک لیزر ۹۸۰ نانومتری فروسرخ استفاده نمایند[۱۱].

در این مقاله، با توجه به اهمیت PBS در فرآیندهای زیستی، تاثیر حضور نانوذرات طلا در این محیط را بررسی کرده ایم تا بتوان آن را به عنوان یک محیط مناسب جهت تیمار فوتوگرمایی درنظر گرفت.

.

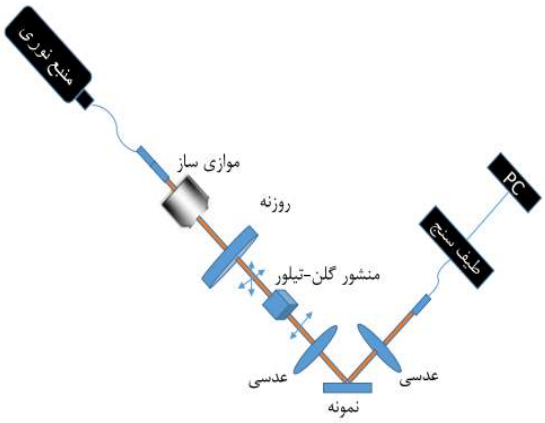
۲-شرح آزمایش

۲-۱ آماده سازی نمونه ها

برای آماده سازی نمونه ها در ابتدا از روش لایه نشانی گرمایی استفاده کردیم بدین منظور طلا به ضخامت ۳۰ نانومتر روی توری یک بعدی با تناوب ۷۵۰ نانومتر لایه نشانی شده است. نانوذرات طلا به ابعاد ۵۰ نانومتر با کمک روش کند و سوز[۴]لیزری در محیط آب و با استفاده از هماهنگ اول لیزر YAG به طول موج ۱۰۶۴ نانومتر تولید شده اند. از سوی دیگر، محلول PBS با استفاده از رایج ترین روش به شرح زیر آماده شده اند. در گام اول حل کردن ۰,۰۸ گرم NaCl، ۰,۰۰۲ گرم KCl، ۰,۰۱۴۲ گرم Na_2HPO_4 و ۰,۰۰۲۴ گرم KH_2PO_4 در ۸ میلی لیتر آب مقطر و سپس اندازه گیری PH و تنظیم آن با HCl به مقدار ۷,۴ و در نهایت ۱۰ میلی لیتر با آب مقطر به حجم رسانده شد. نانوتوری های یک بعدی به عنوان نمونه های پلاسمونی تهیه شده در محیط PBS بدون حضور نانوذرات طلا و با حضور ۱۰۰ و ۴۰۰ میکرولیتر از نانوذرات غوطه ور شده است.

۲-۲ روش طیف سنجی:

بیضی سنجی یک تکنیک اندازه گیری نوری مبتنی بر تغییرات حالت قطبش به محض بازتاب از صفحه ی نمونه است. نتیجه ی اندازه گیری های بیضی سنجی دو پارامتر ψ و Δ می باشد که زوایای اندازه گیری نامیده می شوند. این دو پارامتر اطلاعاتی را راجع به عملکرد اپتیکی و ریخت شناسی ماده ی مورد بررسی شامل لایه های بالایی به ما می دهد. اگرچه بیضی سنجی یک روش غیر مستقیم است که در آن مدل سازی ریاضیاتی اعمال می شود تا بتوان اطلاعاتی را مربوط به ساختار نمونه ی مورد بررسی بدست آورد. طیف سنجی از نمونه ها به ازای زاویه ی برخوردی ۴۵ درجه و همچنین به ازای قطبش های نور فرودی S و P با چیدمان شکل ۲ به عمل آمده است.



شکل۲ : چیدمان طیف سنجی بازتابی از نمونه ی محلول.

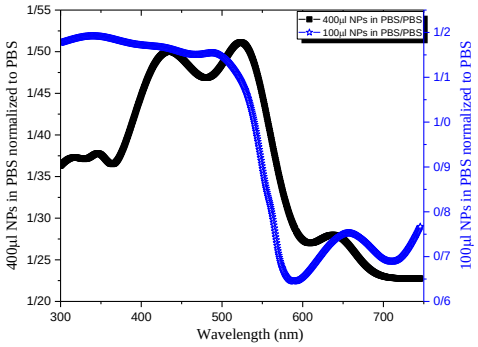
[۱] Photo thermal therapy
[۲] Jee Woong Lee
[۳] Man Q. Wang
[۴] Laser ablation in liquids

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

در این آزمایش، پس از طیف سنجی، نمودار شدت بازتابی به ازای هر سه محلول ذکر شده برحسب طول موج رسم شده است.

3-بحث و نتیجه گیری

نمودار طیف بازتابی نمونه های طلا روی توری یک بعدی به ازای زاویه ی ۴۵ درجه در سه محلول و قطبش S در شکل۳ رسم شده است. همانطور که در این شکل مشاهده می‌شود، با افزایش غلظت نانوذرات، طول موج تحریکی پلاسمونی نانوذرات طلا به کمک بستره ی توری در طول موج ۵۴۰ نانومتر تشکیل می شود.



شکل ۳: طیف بازتاب نمونه محلول شامل دو غلظت مختلف نانوذرات و نرمال شده به محیط بدون نانوذرات.

در طول موج ۶۴۰ نانومتر، در هر دو نمونه، مد تحریک پلاسمونی بستره ی توری در هر دو غلظت ظاهر شده است که خارج از انتظار نیست. از سوی دیگر، قله ی ظاهر شده در طول موج ۴۰۰ نانومتر که به تنهایی به نانوذرات طلا و یا توری وابسته نیست، را می توان نتیجه ای از بر هم نهی امواج پلاسمون سطحی انتشاری در توری و امواج پلاسمونی جایگزیده در نانوذرات دانست که موجب پاسخ چند طول موجی نمونه با غلظت بیشتر نانوذرات شده است. چرا که این پاسخ به ازای غلظت کمتر نانوذرات ظاهر نشده است.

نتیجه گیری

محیط بافر فسفات به کمک حضور نانوذرات طلا به عنوان محیط جاذب جهت کاربردهای تیمار فوتوگرمایی معرفی شده است. به همین دلیل، بستره ی پلاسمونی نانوتوری طلا در محیط بافرفسفات در حضور غلظت های مختلف نانوذرات طلا مورد تحلیل قرار گرفته و نتایج حاکی از پاسخ چندطول موجی در نمونه با غلظت ۴۰۰ میکرولیتر از نانوذرات تولید شده است. بهره گیری همزمان از پلاسمون های سطحی انتشاری و جایگزیده به این ترتیب می تواند راندمان تیمار فوتوگرمایی در چند طول موج را افزایش دهد.

مراجع

[1] Rosa, João Pedro Maurício. "Nanobiophotonics for biomolecular diagnostics." (2013).

[2] Ilev, Ilko K., Stephen A. Boppart, Stefan Andersson-Engels, Beop-Min Kim, Lev Perelman, and Valery Tuchin. "Introduction to the issue on biophotonics." *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 20, no. 2 (2014): 4-7.

[3] Salata, Oleg V. "Applications of nanoparticles in biology and nanoparticles in biology and medicine." *Journal* of *nanobiotechnology* 2, no. 1 (2004): 3.

[4] www.iitk.ac.in/biomaterialslab/Bacteria Culture_related_Info.pdf

[5] https://www.protocolsonline.com/recipes/phosphate-buffered-saline-pbs/

[6] https://rockland-inc.com/store/Water-and-Molecular-Biology-Solutions-MB-008-O4L_23106.aspx

[7] Panyala, Nagender Reddy, Eladia María Peña-Méndez, and Josef Havel. "Gold and nano-gold in medicine: overview, toxicology and perspectives." *Journal of Applied Biomedicine (De Gruyter Open)* 7, no. 2 (2009).

[8] Bodelón, G., Costas, C., Pérez-Juste, J., Pastoriza-Santos, I., & Liz-Marzán, L. M. (2017). Gold nanoparticles for regulation of cell function and behavior. *Nano Today*.

[9] Eom, K., Im, C., Hwang, S., Eom, S., Kim, T. S., Jeong, H. S., ... & Kim, S. J. (2016). Synergistic combination of near-infrared irradiation and targeted gold nanoheaters for enhanced photothermal neural stimulation. *Biomedical optics express*, *7*(4), 1614.

[10] Lee, J. W., Jung, H., Cho, H. H., Lee, J. H., & Nam, Y. (2018). Gold nanostar-mediated neural activity control using plasmonic photothermal effects. *Biomaterials*, *153*, 59-69.

[11] Wang, M. Q., Xia, N., Wu, X. Y., Hu, N., Zheng, X. L., & Hou, W. S. (2017, May). 980nm infrared neural stimulation of sciatic nerve enhanced by carbon nanoparticles. In *Neural Engineering (NER), 2017 8th International IEEE/EMBS Conference on* (pp. 215-218). IEEE.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

بررسی اثر نقص‌های کلوخه‌ای در آستانه تخریب لیزری فیلترهای اپتیکی

مشایخی اصل، علی؛ انارکی، مهدی؛ رحیم‌زاده، نازلی؛ میری، صادق؛ مشایخی‌اصل جهانبخش[۱]

[۱]مرکز ملی علوم و فنون لیزر ایران

چکیده - در این تحقیق، اثرنقص های کلوخه ای در تخریب لیزری فیلترهای اپتیکی، مورد مطالعه قرار گرفته است. زیر لایه‌های مورد استفاده در این تحقیق از جنس *BK7* بودند. پس از تمیزکاری زیر لایه ها، لایه نشانی بازتاب بالا در ناحیه‌ی طول موجی *nm* ۱۰۶۴ بر روی نمونه ها انجام شد. در ادامه بررسی نقص ها با استفاده از میکروسوپ های *SEM* و *AFM* و نیز میکروسکوپ نوری انجام شد. در انتها نیز آزمون آستانه تخریب ناشی از لیزر با استفاده از یک لیزر پالسی *۱۶mj* با قطر لکه کانونی *۱۶۰μm*، بر روی نمونه‌ها انجام گرفت. در انتها، محل‌های تخریب شده با استفاده از میکروسکوپ نوری *ZEISS* بررسی شدند.

کلید واژه- نقص‌های کلوخه‌ای، باریکه الکترونی، آستانه تخریب ناشی از لیزر، بذر

Investigation the effect of nodular defects on Laser Damage Threshold of optical filters

Mashayekhi Asl, Ali; Anaraki, Mahdi; Rahim Zade Nazli; Miri, Sadegh; Mashayekhi Asl, Jahanbakhsh[1]
[1]PhysicsIranian National Center for Laser Science and Technology

Abstract- In this investigation, the effect of Nodular defects in Laser Induced Damage Threshold of optical filters was discussed. For this work, BK7 substrates were used. After substrate cleaning, high reflection coating was performed on substrates in 1064 nm wavelength. Then, Nodular defects were researched by AFM, SEM and optical microscopes. Finally, The Laser Induced Damage Threshold (LIDT) test was performed by 16 mj Nd:YAG pulsed laser, by 160 µm diameter in beam waist, in 1064 nm, for all samples. Finally, Damaged places were investigated by optical microscopes(Zeiss).

Keywords: Nodular defects, Electron beam, Laser Induced Damage Threshold (LIDT), Seed.

۱- مقدمه

آستانه تخریب ناشی از لیزر (LIDT) در لایه‌های بازتاب بالا (HR)، یکی از عوامل محدود کننده برای توسعه سیستم‌های لیزری است. برهمکنش بین پالس‌های لیزری با عرض بسیار کوتاه(ns) و لایه‌های نازک عمدتاً به دلیل حضور عوامل بیرونی(آلودگی‌ها و نقص‌هایی که جاذب انرژی هستند)، رخ می‌دهد[۱]. به همین دلیل برای افزایش LIDT، باید در تمامی مراحل انباشت از ورود نقص‌ها جلوگیری کرد. منشأ این نقص‌ها را می توان به آلودگی‌های قبل از فرآیند لایه‌نشانی[۲]، آلودگی‌های مربوط به چشمه تبخیر[۳] و انتقال آلودگی‌ها از زیرلایه به درون لایه تقسیم‌بندی کرد. تمیزکاری زیرلایه اولویت نخست را در جلوگیری از ورود نقایص لایه‌نشانی دارد، نقص‌هایی که می‌توانند منجر به افزایش میدان الکتریکی[۴] و اتلاف‌های جذبی بیشتر شوند[۵]. بررسی LIDT لایه‌های نازک در طی سال‌های اخیر نمایانگر این نکته بوده است، که نقص‌های میکروسکوپی محل های آغازین تخریب هستند[۶]. یکی از بارزترین این نقص‌ها، نقص کلوخه‌ای است، که باعث ایجاد

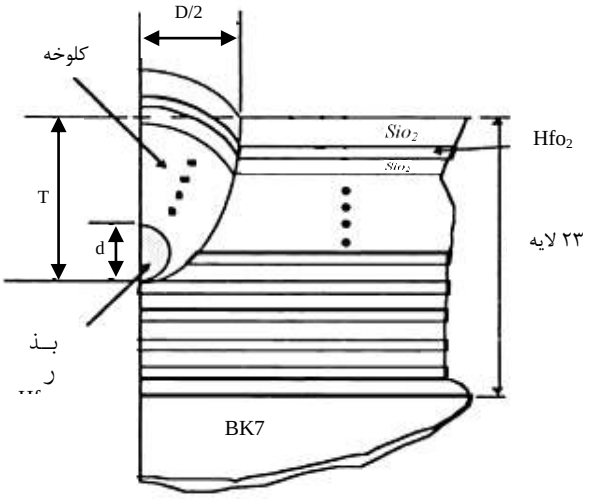
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

پراگندگی و نفوذ رطوبت می شود، در فیلترهای اپتیکی مورد استفاده در لیزرهای توان بالا، استرس‌های موضعی[۷]، گرمای موضعی[۸]، و اثرات عدسی‌های میکرونی[۹] که به وسیله ی کلوخه‌ها تولید شده اند، را می‌توان از عوامل شکل‌دهنده تخریب لیزری محسوب کرد. نقص‌های کلوخه ای در انواع فیلم‌های دی-الکتریکی و فلزی که توسط روش‌های کندوپاش، بخار فیزیکی (هم تبخیر مقاومتی و هم باریکه الکترونی)تولید می‌شوند، یافت می-شوند[۱۰]. تعداد بسیار بالای گزارش‌هایی که در طی چند سال اخیر به این موضوع پرداخته‌اند، بیان‌گر اهمیت موضوع نقص‌های کلوخه‌ای در لایه‌نشانی‌های اپتیکی است. منشأ کلوخه‌ها ذرات نانومتری به نام بذر[۴]است. انباشت بر روی بذرها و رشد ساختار ستونی بر روی آن‌ها که در انتها منجر به تشکیل کلوخه‌ها می‌شود به دلیل اثر خویش‌سایه‌اندازی[۵]ست[۱۰]. کلوخه‌هایی که به وجود می‌آیند، با لایه‌های پیرامون خود دارای ناپیوستگی هستند. قطر کلوخه‌ها را از رابطه زیر می‌توان به دست آورد.

$$D= (8.T.d)^{0.5} \qquad ۱$$

D قطر کلوخه، d قطر بذر و T عمقی است که بذر نسبت به سطح لایه قرار دارد[۱۱].

همان‌گونه که در شکل ۱ نشان داده شده است، بذر به عنوان عامل شکل‌گیری نقص، با انباشت مواد بر روی خود باعث به وجود آمدن یک ساختار سهمی‌وار می شود. گنبدهای حاصل که بر روی سطح لایه قابل مشاهده هستند، همان نقص‌های کلوخه‌ای هستند. همه نقص‌ها در لایه‌های نازک، به صورت یک مخروط رفتار می‌کنند. کلوخه‌ها در برخورد پالس لیزر همچون عدسی محدب رفتار می-کنند و باریکه لیزر را در محل بذر کانونی می‌کنند، این باعث افزایش چند برابر انرژی می‌شود، که منجر به تخریب فیلترهای اپتیکی در انرژی‌های پایین می‌شود. [۱۲]. پیوستگی بسیار ضعیف بین کلوخه و لایه‌های پیرامونش باعث می‌شود تا در زمان برخورد پالس پرانرژی یک لیزر پالسی، از جای خود خارج شود. که به آن پدیده خروج[۶]می‌گویند. در اثر برخورد پالس لیزر بر روی کلوخه، در محل بذر پلاسما تشکیل می‌شود که بروز تخریب را تسریع می-کند[۱۱].



شکل ۱: مدل شماتیک از نقص کلوخه‌ای [۱۱]

۲- شرح آزمایش

برای انجام این تحقیق زیرلایه‌های از جنس BK7 برای لایه‌نشانی فیزیکی با روش باریکه الکترونی تمیزکاری شدند. در ابتدا زیرلایه‌ها به مدت ۱۵ دقیقه درون محلول سود قرار داده شدند و عمل تمیزکاری بر روی آن‌ها انجام گرفت، در ادامه به مدت ۵ دقیقه درون اسید کلریدریک ۱۵ درصد قرار داده شدند و سپس درون محلول ٪۵۰ (اتانول- آبDI) توسط دستمال مخصوص شستشو شدند، سپس به مدت ۱۵ دقیقه درون دستگاه التراسونیک، در دمای ۶۰^0C و در داخل آب DI قرار داده شدند، در انتها توسط آب DI شستشو و با باد نیتروژن خشک گردیدند.

در ادامه، لایه‌نشانی بازتاب بالا (۲۱ لایه - Tio_2/Sio_2) در طول موج ۱۰۶۴nm با روش باریکه الکترونی، بر روی زیر لایه‌ها انجام شد. برای لایه‌نشانی، از TiO_2 (به عنوان لایه با ضریب شکست بالا) و SiO_2 (به عنوان لایه با ضریب شکست پایین) استفاده شد.

۳- بررسی نقص های کلوخه‌ای

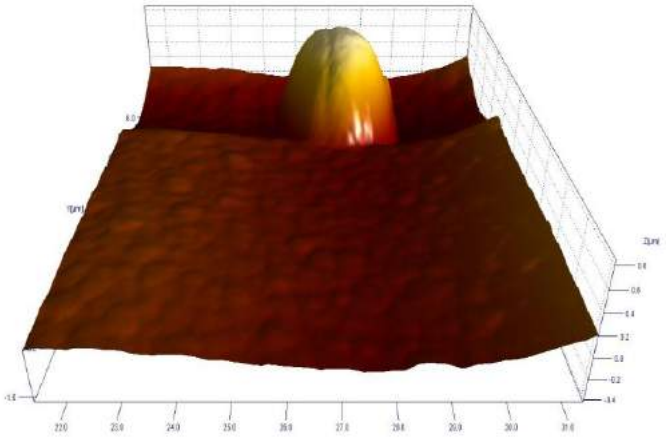
همان‌گونه که در مقدمه نیز اشاره شد، نقص‌های کلوخه‌ای دارای ویژگی‌هایی مثل عدسی‌شدگی، خویش‌سایه‌اندازی، و عدم پیوستگی مناسب به لایه‌های پیرامون خود هستند. در شکل ۲ ساختار هندسی یک کلوخه که توسط میکروسکوپ AFM به دست آمده،

---

۱ *localized stress*
۲ *localized heat*
۳ *Micro-lens effects*
۴ *seed*
۵ *self-shadowing*
6 Ejection

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

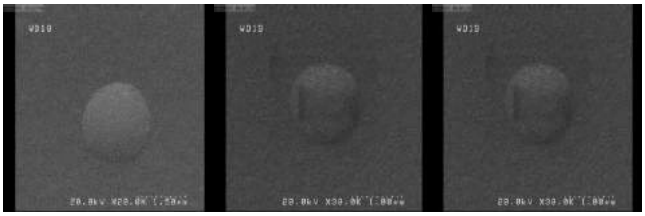
نشان داده شده است.



شکل ۲: ساختار نقص کلوخه‌ای ایجاد شده بر روی سطح لایه‌ها، به دست آمده توسط میکروسکوپ AFM

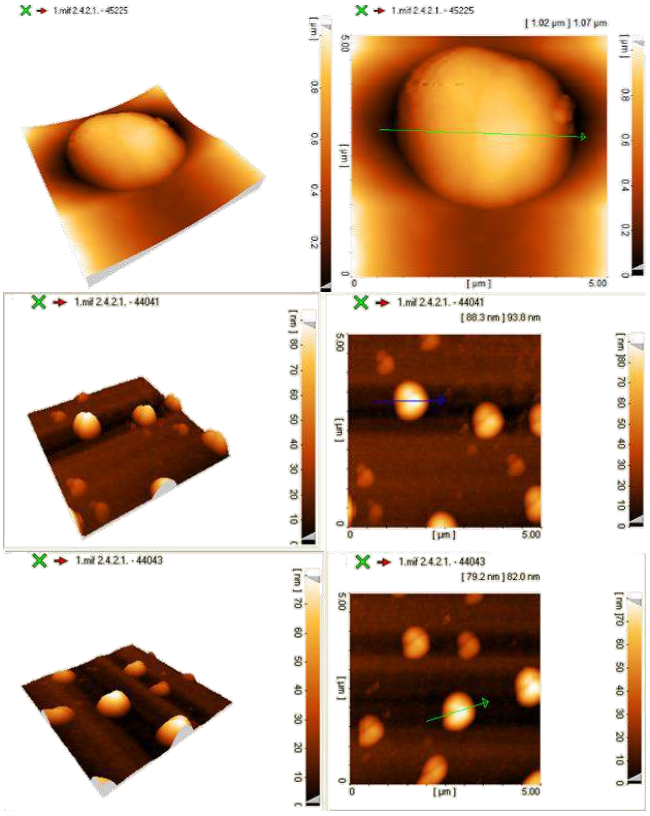
در شکل ۲ در کنار نقص کلوخه‌ای بزرگی که دیده می‌شود، می توان نقص‌های کلوخه‌ای فراوانی را که در مقیاس بسیار کوچکتر وجود دارند نیز بر روی سطح مشاهده کرد.

بررسی ساختار کلوخه‌ها توسط میکروسکوپ SEM انجام شد و نمای گنبدی شکل آن‌ها که مشابه به یک عدسی محدب است، مشاهده شد. در شکل ۳ کلوخه‌های موجود بر روی سطح نمونه‌ها که توسط میکروسکوپ SEM به دست آمده، نشان داده شده است.



شکل۳: تصاویر SEM مربوط به نقص‌های کلوخه‌ای به وجود آمده بر روی سطح نمونه ها

هنگام برخورد باریکه لیزر با سطح نمونه، کلوخه‌هایی که در ناحیه تابش قرار دارند همچون عدسی‌های محدب رفتار کرده و باریکه لیزر را کانونی می‌کنند، که این امر باعث افزایش مقدار انرژی به میزان ۲ تا ۳ در محل شکل‌گیری نقص می‌شود. این رخداد موجب تخریب سریع‌تر المان اپتیکی می شود، ضمن آن که منجر به خروج کلوخه از محل خود نیز می‌شود. این پدیده به وضوح در شکل۶ قابل مشاهده است. نقاط تیره در شکل، محل کلوخه هایی است که در اثر برخورد باریکه لیزر از جای خود خارج شده‌اند. تصاویر به دست آمده از کلوخه‌ها با استفاده از میکروسکوپ AFM، در شکل ۴ نشان داده شده است.



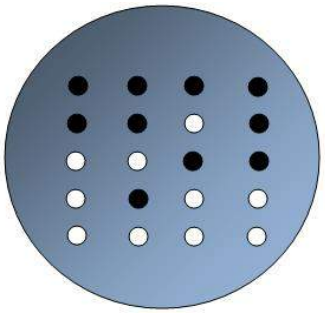
شکل۴: تصاویر مربوط به کلوخه‌های ایجاد شده بر روی سطح لایه‌ها: عدسی‌هایی با ابعاد میکرونی. تصاویر به دست آمده توسط میکروسکوپ AFM

۴- آزمون آستانه تخریب ناشی از لیزر(LIDT)

آستانه تخریب ناشی از لیزر، بیشترین چگالی انرژی یا چگالی توان است که المان‌های اپتیکی بدون تخریب شدن در برابر لیزر می توانند تحمل کنند. برای انجام این آزمون از استاندارد ۱-۲۱۲۵۴ استفاده شد. برای انجام این کار کمترین چگالی انرژیی که در آن نمونه آزمون آسیب نمی‌دید توسط پالس لیزر، بر روی آن تابیده شد و به تدریج این چگالی در نقاط دیگر نمونه افزایش یافت تا جایی که نمونه دچار تخریب شد، این مقدار به عنوان چگالی سطحی انرژی تخریب ناشی از لیزر ثبت شد. الگوی کلی آزمون بر روی یک نمونه آزمون در شکل ۵ نشان داده شده است. دایره‌های سفید رنگ نمایانگر محل‌هایی است که دچار تخریب نشده‌اند و دایره‌های تیره رنگ، محل‌هایی که توسط باریکه لیزر تخریب شده-

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

اند.



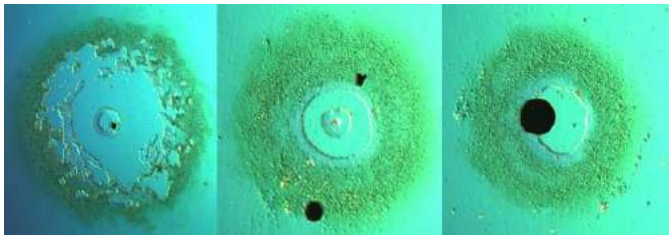
شکل۵: شمایی از محل‌های آزمون بر روی نمونه‌ها

لیزر مورد استفاده در این تحقیق، لیزر پالسی Nd:YAG در طول موج ۱۰۶۴ nm ، با عرض پالس ۱/۵ ns و انرژی ۱۶mj بود. نمونه-های آزمون به ترتیب در چیدمان مخصوص این آنالیز قرار گرفتند و تک پالس‌های لیزر پس از کانونی‌شدن بر روی نمونه اصابت می‌کرد. قطر باریکه لیزر در کانون ۱۶۰µm اندازه‌گیری شد. چگالی انرژی به شکل تقریبی، از تقسیم کردن انرژی هر پالس بر مساحت باریکه لیزر در کانون آن به دست آمد. مقادیر مربوط به LIDT سه مورد از نمونه‌ها در جدول شماره ۱ آمده است.

جدول ۱: مقادیر چگالی سطحی تخریب مربوط به نمونه‌ها

	نمونه ۱	نمونه ۲	نمونه ۳
ρ_A (J/cm^2)	٦/٥٤	٦/١٨	٧/٢٣

تصاویر مربوط به سه مورد از نمونه‌های تخریب شده با استفاده از میکروسکوپ نوری Zeiss در شکل ٦ نشان داده شده است.



شکل۶: تصاویر نمونه‌ها پس از تخریب شدن توسط برخورد پالس لیزر، که توسط میکروسکوپ نوری با بزرگنمایی ۵۰۰ برابر به دست آمد.

۵- نتیجه‌گیری

هدف از انجام این تحقیق بررسی یکی از دلایل اصلی تخریب زود هنگام فیلترهای اپتیکی در برخورد پالس‌های لیزرهای با انرژی بالا به سطح آن‌ها بود. مطالعه سطح نمونه‌ها، قبل و بعد از تخریب، بیانگر آن است که نقص‌های کلوخه‌ای یکی از عوامل اصلی تخریب فیلترهای اپتیکی در برخورد پالس‌های پر انرژی هستند. این نقایص در برخورد باریکه لیزر همچون عدسی محدب رفتار کرده و باریکه لیزر را کانونی می کنند، در نتیجه آن انرژی باریکه لیزر چندین برابر شده و تخریب فیلتر اپتیکی در چگالی انرژی بسیار پایین‌تری اتفاق می‌افتد. نتیجه دیگر آن‌که، ناپیوستگی کلوخه به لایه‌های پیرامون باعث می‌شود که پس از برخورد پالس لیزر با آن از جای خود خارج شده و یک حفره بر جای بگذارد، به این پدیده "خروج کلوخه " گفته می‌شود.

۶- مرجع‌ها

[1] T. W. Walker, J. K. Mclver, A. H. Guenther, "Pulsed laser-induced damage to thin film optical coatings", IEEE J. Quant. Elec. QE17, 1941-2065(1981)

[2] D. W. Reicher, K. C. Jungling, F. L. Williams, C. K. Carniglia, "Contamination of surfaces prior to optical coating observed by in-situ total internal reflection microscopy", 25th Annual Symposium on Optical Materials for High Power Lasers, NIST Boulder, Colorado, October 27-29, Proc. SPIE vol. 2114, (1994)

[3] A. Bodemann. N. Kaiser, M. Kozlowski, E. Pierce, "Comparison between 355 nm and 1064 nm damage of high grade dielectric mirror coatings", Proc SPIE vol. 2714, 395-404 (1995)

[4] V. E. Gruzdev, M. N. Libenson, "Electrodynamic instability as a reason for bulk and surface optical damage of transparent media and thin films", Proc. SPLE Vol. 2714, 595-604 (1996)

[5] D. J. Gaillant, M. Law, B. Pand, "Effect of cleaning on the optical absorption of calcium fluoride and silica at 351 am", NIST SF 752, 159467 (1986)

[6] R. Chow, I. M. Thomas, "Optical coatings for high power laser applications," in Handbook of Laser Science and Technology, supplement to: Optical Materials, M. J. Weber, Ed., CRC Press (1995)

[7] T. Spalvins and W. A. Brainard, J. Vac. Sci. Technol. 11, 1186 (1974).

[8] K. H. Guenther, Appl. Opt. 23, 3806 (1 984).

[9] J. Murphy, Contemporary Infra-Red Sensors and Instruments (SPIE, Bellingham, WA, 1980), Vol. 246, p. 64.

[10] K. H. Guenther, Appl. Opt. 20, 1034 (1981).

[11] S. A. Letts, D. W. Meyers, and L. A. Witt, "Ultra smooth plasma coatings for fusion targets," J. Vac. Sci. Tech., 19, 736-742, 1981.

[12] R.J. Tench, R. Chow, M.R. Kozlowski, Defect geometries in multilayer optical coatings, J. Vac. Sci. Technol. A 12 (5) (1994)

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

اثر زبری سطح بر روی آستانه تخریب لیزری لایه‌های فلزی نقره

مشایخی اصل، علی؛ انارکی، مهدی؛ میری، صادق؛ رحیم زاده، نازلی؛ مشایخی، جهانبخش[۱]

[۱]مرکز ملی علوم و فنون لیزر ایران

چکیده – در این تحقیق اثر زبری سطح بر آستانه تخریب ناشی از لیزر، مورد مطالعه قرار گرفت. برای این کار چهار لایه فلزی نقره، با زبری‌های مختلف مورد استفاده قرار گرفت. لایه‌های نازک نقره، با روش کندوپاش مگنترونی رشد داده شدند. ضخامت هر کدام از لایه‌ها *nm* ۱۵۰ بود. بررسی کیفیت سطح نمونه‌ها با میکروسکوپ نوری *Zeiss* انجام گرفت و زبری سطح نیز توسط میکروسکوپ *AFM* به دست آمد. در انتها نیز آزمون آستانه تخریب لیزری با استفاده از لیزر پیوسته *W* ۲۵۰، *Nd:YAG* انجام شد. نتایج به دست آمده نشان داد که زبری سطح اثر مستقیمی بر مقدار آستانه تخریب لیزری دارد و زبری بالا باعث کاهش آستانه تخریب می‌شود.

کلید واژه- زبری سطح، لایه‌های فلزی، آستانه تخریب ناشی از لیزر، کندوپاش مگنترونی، نقره

کد PACS -

The effect of Surface roughness on Laser Induced Damage Threshold of Ag metal layers

Mashayekhi Asl, Ali; Anaraki, Mahdi; Miri, Sadegh; Rahim Zade, Nazli; Mashaiekhy, Jahanbakhsh[1]

[1]Iranian National Center for Laser Science and Technology, PO Box 14665-576, Tehran, Iran

Abstract- In this research the effect of roughness was investigated on Laser Induced Damage Threshold. For this work, four silver layers with different roughness were used. Thin silver layers were deposited by magnetron sputtering method. The thickness of all samples was 150nm. The surface quality of mirrors was investigated by Zeiss optical microscope and then, their morphologies were study by AFM microscope. Finally, Laser Induced Damage Threshold (LIDT) test was performed for all Ag mirrors by 250W, CW, Nd:YAG laser. The results show that surface roughness has direct effect on amount of LIDT, and high amount of roughness will decrease the damage threshold.

Keywords: Surface roughness, metal layers, LIDT, Magnetron sputtering, Ag.

PACS No:

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

مقدمه

مقاومت فیلترهای اپتیکی در برابر تخریب لیزری یکی از موضوعات بسیار مهم در حوزه‌های لایه نازک، لیزر و اپتیک است. با این حال بهبود این مقاومت غالباً کاری دشوار است، که دلیل آن تعدد پارامترهای تأثیرگذار در فرآیندهای لایه نشانی و نیز ساخت زیرلایه است[۳] در مسیر توسعه سیستم‌های توان بالای لیزری، قطعات اپتیکی با پایداری کم و تخریب زود هنگام، یک عامل منفی در این گونه سیستم‌ها محسوب می‌شوند[۴].

سطح بیرونی مواد اپتیکی، به دلیل آن‌که گذاری ساختاری بین حجم ماده اپتیکی و محیط پیرامون آن است، امکان تخریب بالایی دارد[۵].

فلز نقره از جمله فلزات با آستانه تخریب بالا می‌باشد که دارای زبری سطح نسبتاً پایینی می‌باشد. این فلز از دسته فلزهای با بازتاب بسیار بالا در ناحیه مریی و فروسرخ است. فلز نقره کاربردهای فراوانی در صنایع مختلف اپتیک، الکترونیک، هوانوردی و علوم فضایی، دفاعی و... از جمله در موجبرهای اپتیکی و لایه‌های نازک دارد[۲].

۲- مباحث نظری

R_a یکی از مهمترین پارامترهای مورد استفاده برای تعیین بافت سطح است. R_a در حقیقت متوسط انحراف از خط میانی(میانگین ارتفاع در پیکسل های مختلف) است. مقدار آن از رابطه زیر به دست می‌آید:

$$R_a = (1/L)\int_0^L |z(x)dx| \qquad (۱)$$

که در این رابطه $z(x)$ تابعی برای بیان نقطه به نقطه انحراف‌ها بین پروفایل اندازه‌گیری شده و خط مرجع میانی است.[۱] تحقیقات تجربی پیشنهاد می‌کنند که زبری rms، ریشه میانگین مربعی توزیع سطح است، که به R_a بسیار شبیه است. مقدار R_{rms} از رابطه زیر به دست می‌آید:

$$R_q = \sqrt{\int\int_a z(x,y)^2 dxdy} \qquad (۲)$$

پارامتر R_{rms} (R_q) در صنعت اپتیک کاربرد فراوانی دارد، و به طور کلی هرقدر مقدار آن کمتر باشد، نور پراکنده شده نیز کمتر می‌شود[۱].

آستانه تخریب سطوح اپتیکی با زبری سطح از طریق رابطه تجربی زیر مرتبط هستند:

$$E\sigma^m = constant \qquad (۳)$$

E میدان الکتریکی آستانه و σ زبری rms سطح است. در حالت کلی توان m در رابطه ۳ در حدود ۰،۵ قرار داده می‌شود[۶]

۳- آماده‌سازی زیرلایه‌ها

زیر لایه های مورد استفاده در این تحقیق از جنس BK7 بودند. برای تمیزکاری، در ابتدا زیرلایه‌ها توسط استون شستشو شدند و در ادامه به مدت ۱۰ دقیقه درون اسید HCl 10% قرار داده شدند و سپس درون محلول سود شستشو شدند. در ادامه فرآیند تمیزکاری، زیرلایه‌ها به مدت ۵ دقیقه درون اسید نیتریک ٪۳۵ قرار داده شدند و در مرحله بعد درون محلول آب و الکل ٪۵۰ شستشو شدند و در نهایت درون ظرف آب DI قرار داده شده و به مدت ۱۵ دقیقه، در دمای ۶۵ درجه در دستگاه التراسونیک قرار گرفتند، و در انتها توسط آب DI مجدداً شستشو شده و با باد نیتروژن خشک شدند. زیرلایه‌ها در فواصل بین تمامی مراحل فوق با آب DI شستشو داده شدند.

۳- انجام لایه نشانی

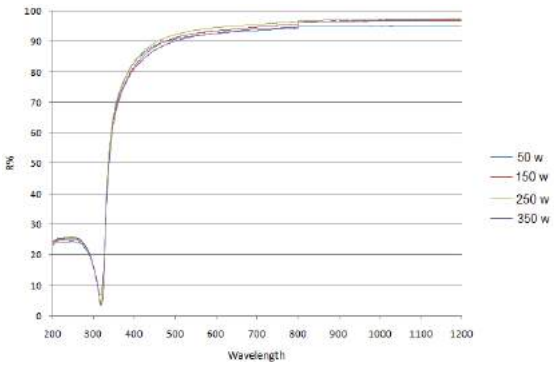
برای انجام لایه نشانی نقره بر روی زیرلایه‌ها از روش کندوپاش مگنترونی استفاده شد. در هر مرحله سه زیر لایه درون دستگاه قرار داده شد و در هر مرحله از یک توان مشخص برای انجام لایه نشانی استفاده شد. هدف از این کار ایجاد زبری‌های مختلف بر روی سطح لایه‌ها بود. ۴ مرحله لایه نشانی با چهار توان مختلف انجام گرفت و سعی بر آن شد تا تمامی پارامترهای دیگر بدون تغییر باقی بماند. مشخصات مربوط به لایه نشانی در جدول شماره ۱ آورده شده است.

جدول۱: پارمترهای لایه‌نشانی چهار لایه نقره

Ag Mirrors				
Power(W)	۵۰	۱۵۰	۲۵۰	۳۵۰
Rate (A^0/S)	۴/۵	۱۴/۵	۲۳/۷	۳۲/۵
Thickness(nm):				۱۵۰
Background Pressure(torr):				۸×۱۰^{-۶}

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

در ادامه طیف نمونه‌ها توسط طیف‌سنج نوری به دست آمد که در شکل ۱ مشاهده می‌شود.

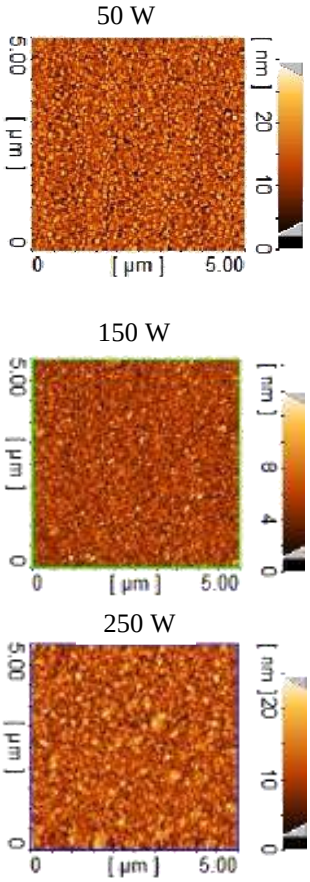


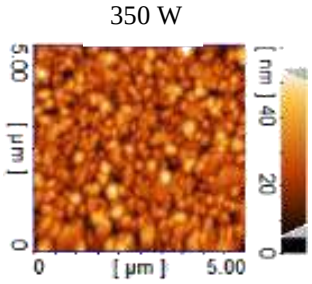
شکل۱: طیف بازتاب لایه‌های نقره

۴- آنالیزهای پس از لایه نشانی

۴-۱ آنالیز AFM

برای به دست آوردن زبری سطح لایه‌ها از آنالیز AFM استفاده شد. پارامترهای R_a و R_{rms} هر چهار نمونه به همراه پروفایل عرضی آن‌ها نیز به دست آمد که در شکل۲ و جدول ۲ آورده شده است.





شکل۲: تصاویر دو بعدی مورفولوژی سطح نمونه‌های نقره

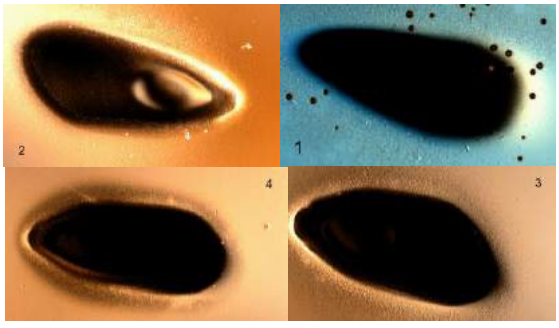
جدول۲: پارامترهای زبری نمونه‌های نقره

Power (W)	۵۰	۱۵۰	۲۵۰	۳۵۰
R_a (nm)	۰/۷۱۳	۱/۵۴	۳/۰۵	۶/۴۳
R_{rms} (nm)	۰/۹۰۸	۱/۹۳	۳/۸۲	۸/۱۵

همان‌گونه که مشاهده می‌شود با افزایش توان، زبری نیز افزایش یافته است.

۴-۲ آزمون آستانه تخریب ناشی از لیزر

برای انجام آزمون LIDT، باریکه لیزر پس از خروج از لیزر توسط یک سیستم کانونی‌ساز بر روی نمونه هدف کانونی شده و با افزایش تدریجی توان، تخریب نمونه‌ها توسط میکروسکوپ آنلاین بررسی شد. باریکه لیزر پس از خروج از لیزر و عبور از یک عدسی کانونی‌ساز، با باریکه‌شکن (با بازتاب ٪۷/۷) برخورد کرده و نور بازتابیده به سمت توان-سنج هدایت شد تا توان و چگالی سطحی و خطی توان در زمان تخریب محاسبه شود. تصاویر مربوط به تخریب لایه-های نقره که با میکروسکوپ نوری به دست آمده است، در شکل۵ مشاهده می‌شود.



شکل۵: تخریب سطح لایه‌های نقره

در جدول ۳ چگالی‌های سطحی و خطی تخریب نمونه-های نقره آورده شده است.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

جدول۳: چگالی‌های سطحی و خطی تخریب لایه‌های فلزی نقره

P(W)	۵۰	۱۵۰	۲۵۰	۳۵۰
ρ_A (KW/cm^2)	۹/۵	۸/۱	۶/۳	۳/۸
ρ_d (W/cm)	۵۸۲/۶۱	۴۹۴/۴۲	۳۸۳/۳۸	۲۳۴/۲۶

۵- بحث

آستانه تخریب وابستگی بسیار زیادی به پارامترهای سطح لایه دارد. فلزی که زبری بالایی دارد، آستانه تخریب پایین‌تری دارد و بالعکس. به طور مثال در لایه نازک فلزی آلومینیوم که در معرض تابش لیزر اگزایمر قرار دارد، جذب ٪۱۶ از توان لیزر نیز گزارش شده است[۸]. تغییر در روش پردازش سطح، نیز باعث تغییر قابل توجهی در رفتار LIDT می‌شود. که این تغییر رفتار مربوط به زبری و سختی سطح است[۷].

زبری بالای سطح باعث به وجود آمدن بازتاب‌های متعدد و در نتیجه آن جذب‌های متعدد نور لیزر می‌شود، و جذب را نسبت به یک سطح صاف به شکل قابل توجهی افزایش می‌دهد[۸].

آستانه تخریب سطح به ناحیه مؤثر تحت تابش بستگی دارد، دلیل آن افزایش تعداد ناخالصی‌ها و نقایص سطح با افزایش ناحیه مؤثر تحت تابش است. در نتیجه آستانه تخریب سطح کاهش می‌یابد. بنابراین می‌توان گفت رابطه آستانه تخریب با زبری، یک عامل تعیین کننده است[۹]. وجود نقایص سطح مثل ترک‌ها، چاله‌ها، و خراش‌ها نیز باعث افزایش میدان الکتریکی و در نتیجه آن کاهش آستانه تخریب لیزری خواهد شد[۱۰].

زبری بالا، وجود نقایص، آلودگی‌ها، ترک‌ها، خراش‌ها و حفره‌ها و نیز افزایش سطح مقطع برخورد باریکه لیزر، باعث افزایش جذب انرژی باریکه لیزر در سطح لایه و در نتیجه کاهش قابل توجه LIDT می شود[۲]

۶- نتایج

در این تحقیق مشاهده شد که بازتاب‌های متعدد درون یک سطح زبر باعث افزایش ضریب جذب در ماده می‌شود. و بسته به زبری سطح لایه فلزی، مقدار قابل توجهی از توان لیزر تابیده شده بر روی سطح، می‌تواند جذب شود.

بنابراین مطابق با آنچه در بحث عنوان شد و نیز با توجه به نتیجه آنالیز AFM و آزمون آستانه تخریب لیزری می‌توان گفت که پارامتر زبری یکی از پارامترهای اثرگذار در مقدار آستانه تخریب لیزری لایه‌های فلزی می‌باشد. زبری کمتر بازتاب‌های اضافی کمتر و در نتیجه ضریب جذب پایین‌تر را به همراه دارد. و می‌توان نتیجه گرفت که لایه‌های با زبری کمتر، آستانه تخریب بالاتری دارند.

مراجع

[۱] مشایخی، جهانبخش. مبانی لایه نشانی و آنالیز نانو ساختار، مرکز نشر دانشگاهی. چاپ اول ۱۳۹۳

[۲] مشایخی اصل، علی؛ انارکی، مهدی و ...، مقایسه آستانه تخریب ناشی از لیزر لایه‌های فلزی نقره، طلا، نیکل و آلومینیوم، مرکز ملی علوم و فنون لیزر ایران، هشتمین کنفرانس ملی خلأ ایران، ۱۳۹۶.

[3] H´el`ene Krol, J´er´emie Capoulade, Michel Cathelinaud, Luc Roussel, Comparative study of IR and UV laser damage resistance of silica thin films deposited by Electron Beam deposition, Ion Plating, Ion Assisted Deposition and Dual Ion Beam Sputtering, Institut Fresnel, 13397 Marseille Cedex 20, France. Conference Papers, SPIE. P 287- 293. 2005.

[4] G. Abromavicius, R. Buzelis, R. Drazdys, K. Juskevicius, S. Kicas, T. Tolenis, J. Mirauskas, M. Sciuka, V. Sirutkaitis, A. Melninkaitis, Lith. J. Phys. 51, 303 (2011).

[5] S. Papernov, A. W. Schmid, "Laser-induced surface damage of optical materials: Absorption sources, initiation, growth, and mitigation", Laboratory for Laser Energetics, University of Rochester, 250 East River Road, Rochester, NY 14623-1299, USA. Boulder Damage symposium, Boulder, Co 22, septamber 2008

[6] R. A. House, 11, J. R. Bettis, and A. H. Guenther, "Surface roughness and laser damage threshold," IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-13,pp. 361-363.

[7] Shin. Kajita, Ryo. Yasuhara, Noriyasu. Ohno, Assessment of multi-pulse laser-induced damage threshold of metallic mirrors for Thomson scattering system, Department of Engineering and Science, Nagoya University, Fro-cho, Chikusa-ku, Nagoya, Aichi, 464-8603, Japan. OSA, vol.21, Issue 8. PP. 9333-9342(2013)

[8] L. K. Ang, Y. Y. Lau,a, "Analysis of laser absorption on a rough metal surface", Department of Nuclear Engineering and Radiological Sciences, Intense Energy Beam Interaction, Citation: Applied Physics Letters 70, 696 (1997); doi: 10.1063/1.118242

[9] J. R. Bettis, and A. H. Guenther, Surface Roughness Dependence o.f Laser Induced Damage Threshold, IEEE J. Quantum Electron. vol. QE-13,pp. 361-363.

[10] W. Howard, D. Milam, Laser-Induced Surface and Coating Damage.IEEE journal of Quantum Electronics (Volume: 17, Issue:9 sep 1981)

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

بررسی اثرات گرادیان دما و فاصله از منبع گرمایی بر ناهمسانگردی تلاطم همرفتی با استفاده از حسگر ماره‌ای دوکاناله جبهه موج

ابراهیم محمدی رازی[۱و۲]، رضا شکوهی قهفرخی[۱]

[۱] گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه بجنورد، بجنورد، ایران
[۲] دانشکده فیزیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی در علوم پایه زنجان، زنجان، ایران

چکیده – در این مقاله همسانگردی محیط متلاطم همرفتی آزمایشگاهی در فواصل مختلف از منبع گرمایی و نیز در حضور گرادیان‌های دمایی متفاوت با رهیافت بررسی تابع ساختار فاز جبهه موج نور عبوری از محیط متلاطم همرفتی بررسی می‌شود. بدین منظور با استفاده از یک گرم‌کن برقی محیط متلاطم همرفتی مشابه لایه‌های نزدیک زمین تولید شده و با استفاده از حسگر ماره‌ای دوکاناله جبهه موج، جبهه موج عبوری از محیط متلاطم بازسازی می‌شود. سپس تابع ساختار فاز این جبهه موج در دو راستا عمود بر راستای انتشار تعیین می‌گردد. با مقایسه تابع ساختار در دو راستا، همسانگردی محیط متلاطم در دماهای مختلف سطح گرم‌کن و نیز در فواصل مختلف از آن بررسی می‌شود. نتایج نشان می‌دهند که محیط متلاطم همرفتی، محیطی ناهمسانگرد است. بعلاوه میزان ناهمسانگردی با افزایش دمای سطح گرم‌کن و نیز کاهش فاصله تا گرم‌کن افزایش می‌یابد.

کلید واژه- تابع ساختار فاز، تلاطم همرفتی، حسگر جبهه موج، همسانگردی تلاطم

Investigation the effects of temperature gradients and distance from heat source on isotropy of convective air turbulent medium using moiré based wave front sensor

Ebrahim Mohammadi Razi[1, 2], Reza Shokoohi [1]

[1]Faculty of Physics, Department of Basic sciences, University of Bojnord, Bojnord, Iran, P. O. Box:1339

[2]Department of physics, Institute of advance Studies in Basic Science, Zanjan, Iran, P. O. Box: 14195-1159

Abstract- In this paper the isotropy of convective air turbulence in different heights from heat source and in presence of different temperature gradients has been investigated using study of phase structure function (PSF). Accordingly for having controlled conditions, the convective air turbulence similar to atmospheric mode was produced using electrical heater in the lab. The plane wave was propagated through the turbulent medium. The light's Wave front was reconstructed using moiré based wave front sensor at the end of the turbulence path. Using the wave front sensor data, the phase structure function of the light was calculated in two directions, perpendicular to the light beam path. Comparison of PSF in two directions, the isotropy of turbulent medium has been studied in presence of different temperature gradients and in different height from heat source. Experimental results show that the laboratory convective air turbulence is anisotropic medium. In addition, the anisotropy was strong in high temperature gradients and near the heat source.

Keywords: Phase Structure Function, Convective turbulence, Wave front sensor, Turbulence isotropy

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

تئوری تلاطم با مدل‌های مختلفی ارائه شده است که مدل تلاطمی کلموگروف رایج‌ترین آن‌هاست. همه‌ی مدل‌های تلاطمی از جمله مدل کلموگروف بر پایه همگن و همسانگرد بودن تلاطم استوارند. مطالعه تلاطم جوی با توجه به نقش آن در بسیاری از حوزه‌های سنجش و ارتباطات حائز اهمیت است. در عبور نور از لایه‌های جو به صورت عمودی این فرضیات اعتبار بالایی دارند. با این وجود در انتشار باریکه‌ی نوری از میان جو در مسیرهای افقی بخصوص در لایه‌های نزدیک سطح زمین انحراف‌های قابل ملاحظه‌ای از این مدل گزارش شده است[۳-۱]. چنین به نظر می‌رسد، آنچه باعث عدم تطابق رفتار تلاطم جوی با مدل‌های تلاطمی از جمله مدل کلموگروف است، فرضیات همگنی و همسانگردی تلاطم است که این مدل‌ها بر پایه‌ی آن استوارند. بررسی عوامل موثر بر میزان ناهمگنی و ناهمسانگردی جو متلاطم نظیر گرادیان‌های دمایی مختلف، وجود بادهای برشی با سرعت و جهت‌های متفاوت با توجه به غیر قابل کنترل بودن تلاطم جوی بسیار دشوار است. در این پژوهش سعی شده است تا با ایجاد شرایط کنترل شده تلاطم مشابه لایه‌های نزدیک سطح زمین تاثیر گرادیان‌های دمایی مختلف و نیز تاثیر فاصله از منبع گرمایی را بر میزان ناهمسانگردی بررسی نماییم.

۲- چیدمان آزمایش

شکل ۱ طرحواره‌ای از چیدمان آزمایش را نشان می‌دهد[۴]. در این چیدمان نور لیزر Nd-YAG با طول موج ۵۳۲ نانومتر با استفاده از تلسکوپ اول موازی شده و وارد محیط متلاطم همرفتی می‌شود. از یک گرم‌کن برقی با ابعاد ۱۰۰×۲۰۰ سانتیمتر مربع با دمای قابل تنظیم برای ایجاد گرادیان دما و نیز ایجاد محیط متلاطم همرفتی مشابه لایه‌های نزدیک سطح زمین استفاده شده است. اثرات محیط متلاطم بر نور عبوری از آن به صورت افت و خیز فاز جبهه‌ی موج عبوری از آن قابل بررسی است. نور عبوری از محیط متلاطم توسط تلسکوپ دوم دریافت می‌شود. این نور با استفاده از یک عدسی که کانون آن بر کانون تلسکوپ دوم منطبق است با قطر کمتر وارد حسگر ماره‌ای دو کاناله‌ی جبهه موج می‌شود. نحوه‌ی کار این حسگر به طور مفصل در مرجع[۵] بیان شده است. با استفاده از داده-های این حسگر، جبهه‌ی موج نور عبوری از محیط تلاطمی در دهانه‌ی تلسکوپ دوم بازسازی می‌شود. بعد از بازسازی جبهه‌ی موج تابع ساختار فاز آن به صورت رابطه (۱) محاسبه می‌شود. برای بررسی تاثیر فاصله از منبع گرمایی بر میزان ناهمسانگردی محیط متلاطم، نور لیزر از ارتفاع‌های ۳، ۲۰، ۸۰ و۲۰۰ سانتیمتری نسبت به منبع از محیط متلاطم عبور می-کند. در هر ارتفاع دمای گرم‌کن را در بازه ۲۸-۱۶۰ درجه سانتیگراد با تغییرات ۱۰ درجه بالا می‌بریم. دمای ۲۸ درجه مربوط به حالتی که گرم‌کن خاموش است. در هر دما ۱۰۰۰۰ تصویر از فریز ماره عمودی و افقی توسط حسگر ماره‌ای دوکاناله جبهه‌ی موج با سرعت ۳۰ تصویر در ثانیه ثبت می‌شود در نتیجه ۱۰۰۰۰ جبهه‌ی موج با سرعت ۳۰ جبهه موج در ثانیه قابل بازسازی است. سپس تابع ساختار فاز جبهه‌ی موج با استفاده از جبهه‌ی موج محاسبه شده و تحلیل‌ها بر روی آن انجام می‌شود.

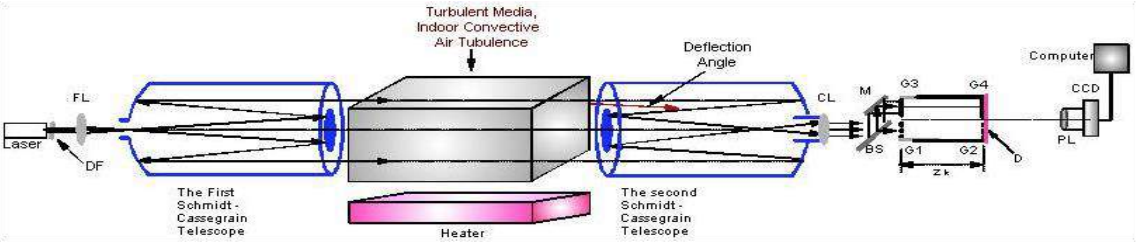
۳- ملاحظات نظری و روش کار

پس از بازسازی جبهه موج در دهانه‌ی تلسکوپ دوم، تابع ساختار فاز آن طبق رابطه زیر محاسبه می‌شود[۶]

$$D_{\varphi}(\vec{r}) = \left\langle \left| \varphi(\vec{R}+\vec{r}) - \varphi(\vec{R}) \right|^2 \right\rangle, \qquad (۱)$$

که در آن $\varphi(\vec{R})$ و $\varphi(\vec{R}+\vec{r})$ به ترتیب مقادیر فاز در دو نقطه $\vec{R}$ و $\vec{R}+\vec{r}$ می‌باشند. برای بررسی همسانگردی محیط متلاطم، دو راستا (راستای موازی و عمود بر سطح گرم‌کن که به ترتیب با x و y مشخص می‌شوند) تعیین می‌شوند. در راستای y به علت فاصله گرفتن از منبع گرما، گرادیان دمای عمودی خواهیم داشت. بعلاوه با توجه به اینکه سطح گرم‌کن به طور کاملاً یکنواخت گرم نمی‌شود در راستای x نیز گرادیان دما داریم[۷]. گرادیان دما در دو راستا با هم متفاوت‌اند. گرادیان دما در راستای عمود بر سطح گرم‌کن به مراتب بیشتر از گرادیان در جهت موازی سطح گرم‌کن می‌باشد. به علت وجود دمای متفاوت در ارتفاع‌های مختلف از گرم‌کن شدت تلاطم نیز در ارتفاع‌های مختلف متفاوت است. همانگونه که در بالا اشاره شد برای بازسازی جبهه‌ی موج از داده‌های حسگر ماره‌ای دوکاناله جبهه موج استفاده می‌شود. این حسگر از دو انحراف سنج ماره‌ای عمود بر هم تشکیل شده است که هر کانال انحراف زاویه فرود در یک راستا(عمود بر راستای انتشار) را اندازه‌گیری می‌نماید. با استفاده از الگوریتم هودگین فاز جبهه‌ی موج در نقاط مختلف سطح تلسکوپ دوم از روی شیب جبهه موج استخراج می‌شود. در نهایت تابع ساختار فاز در این دو راستا تعیین می‌شود. برای این کار نقاطی از جبهه موج را که در یک راستا به یک فاصله از هم قرار دارند انتخاب و مربع اختلاف فاز آن‌ها را محاسبه می‌کنیم. سپس میانگین‌گیری آنسامبلی برای هر فاصله معین برای جبهه موج انجام می‌شود. در نهایت میانگین‌گیری را بر روی تعداد جبهه موج‌های بازسازی شده در هر دما انجام می‌دهیم. لذا در هر دما دو تابع

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

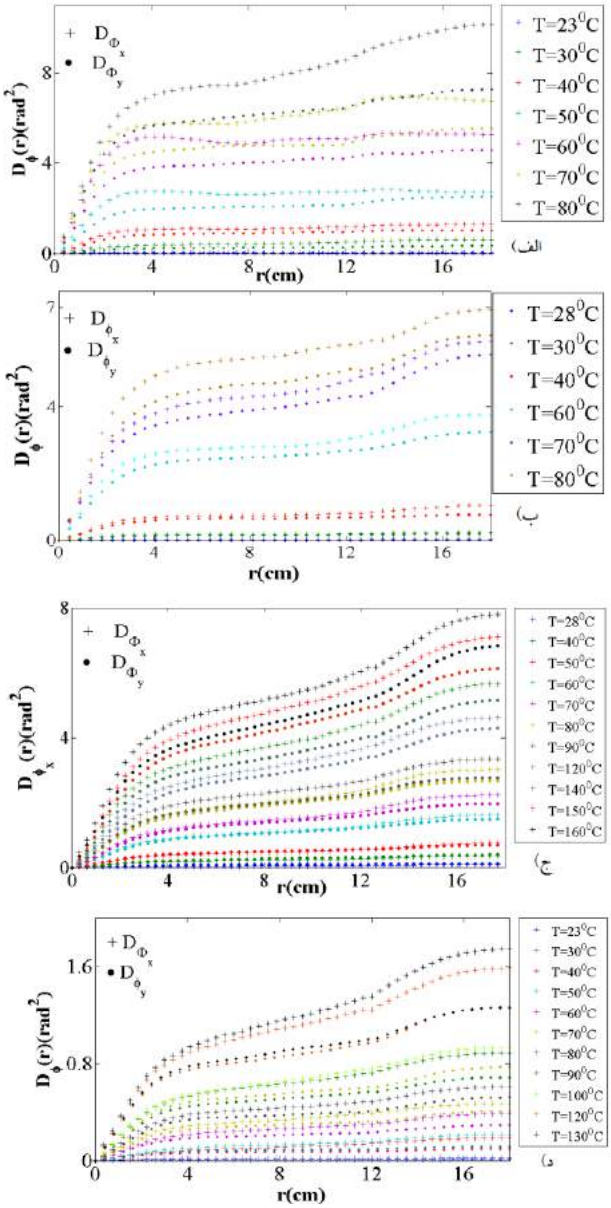


شکل ۱: طرحواره‌ای از چیدمان آزمایش: استفاده از دو تلسکوپ رو در رو و حسگر ماره‌ای دو کاناله‌ی جبهه‌ی موج برای بازسازی جبهه موج. BS ،CL ، G،M به ترتیب عدسی کانونی کننده، پرتوشکاف، آینه و توری است.

ساختار در دو جهت مختلف خواهیم داشت که با مقایسه این دو تابع ساختار فاز، همسانگردی محیط متلاطم بررسی می‌شود. به طور کلی رفتار تابع ساختار فاز را می‌توان به سه ناحیه تقسیم نمود. ناحیه‌ای که در آن فاصله بین دو نقطه کوچکتر از مقیاس درونی تلاطم است($r < l_0$)، ناحیه لختی($l_0 < r < L_0$) و ناحیه‌ای که فاصله بین نقاطی که تابع ساختار را محاسبه می‌کنیم بزرگتر از مقیاس بیرونی تلاطم است($r > L_0$). در یک محیط همگن و همسانگرد که در بازه لختی نیز از مدل کلموگروف تبعیت می‌کند تابع ساختار در ناحیه اول، دوم و سوم به ترتیب به صورت $D_\varphi(\vec{r}) \propto r^2$، $D_\varphi(\vec{r}) \propto r^{5/3}$ و $D_\varphi(\vec{r}) =$ ثابت خواهد بود. در این آزمایش به علت اینکه کمترین فاصله قابل اندازه‌گیری در روی جبهه موج در حدود ۳ میلیمتر است و این فاصله از مرتبه مقیاس درونی تلاطم است لذا رفتار تابع ساختار در ناحیه اول قابل مشاهده نیست. اما ناحیه دوم و سوم را می‌توان در شکل ۲ مشاهده نمود.

۴- نتایج

شکل۲ تابع ساختار فاز محاسبه شده در دو راستا در ارتفاع‌های مختلف از گرم‌کن و نیز در دماهای مختلف سطح آن را نشان می‌دهد. با توجه به این شکل ارتفاع توابع ساختار در راستاهای مختلف با افزایش دما و نیز کاهش فاصله از گرم‌کن افزایش می‌یابد. ارتفاع تابع ساختار با شدت تلاطم، C_n^2، رابطه مستقیم دارد. بعبارت دیگر شدت تلاطم در سطوح نزدیک به گرم‌کن و در دماهای بالای سطح آن بیشتر است. بعلاوه تابع ساختار در دو راستا در هیچ یک از دماهای سطح گرم‌کن برهم منطبق نیستند که این امر نشان دهنده ناهمسانگردی محیط متلاطم در حضور گرادیان دما است. برای بررسی بهتر تاثیر فاصله از گرم‌کن بر میزان ناهمسانگردی در دماهای مختلف در شکل ۳، تابع ساختار در دو راستا در دمای مختلف سطح گرم‌کن و در دو ارتفاع مختلف رسم شده است. با توجه به شکل دیده می‌شود که هنگامی که نور از ارتفاع ۳ سانتیمتری از سطح

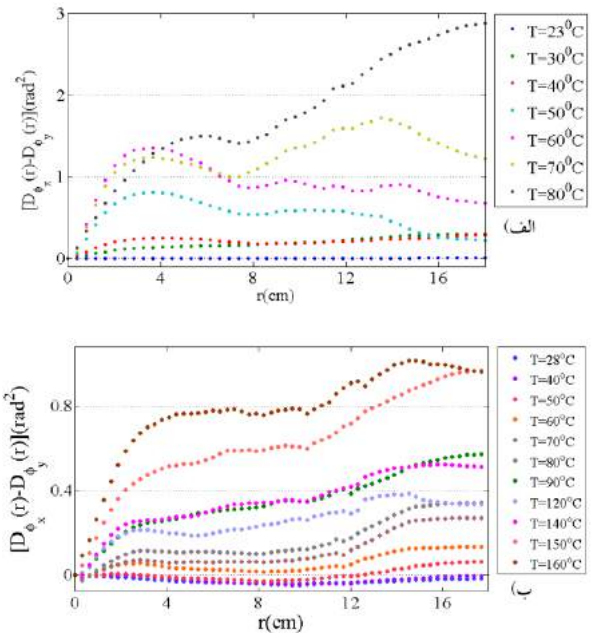


شکل ۲: تابع ساختار فاز جبهه موج در دو راستای x و y در فواصل الف) ۳ ب)۲۰ ج)۸۰ و د)۲۰۰ سانتیمتری از گرم‌کن برقی و در دماهای متفاوت سطح آن.

گرم‌کن می‌گذرد ناهمسانگردی بیشترین مقدار را دارا است. از طرفی در یک دما و ارتفاع هرچه فاصله بین نقاط بیشتر باشد

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

ناهمسانگردی نیز بیشتر است. در مدل تلاطمی کلموگروف و تمام مدل‌های دیگر که برای بررسی تلاطم ارائه شده‌اند محیط تلاطمی را در بازه لختی همگن و همسانگرد در نظر می‌گیرند. بازه لختی بازه‌ایست که در آن تابع ساختار افزایش می‌یابد. آنچه از نتایج بر می‌آید این است که حتی در این بازه نیز تلاطم ناهمسانگرد است. لذا انتظار می‌رود داده‌های تجربی از مدل تلاطمی کلموگروف تبعیت نکنند. با توجه به اینکه جو متلاطم بخصوص در لایه‌های سطح زمین نیز شرایطی مشابه تلاطم ایجاد شده در آزمایشگاه دارد لذا انتظار می‌رود نور هنگام انتشار در مسیرهای افقی در این لایه، محیطی ناهمسانگرد را تجربه کند. از طرفی انتظار می‌رود که در این لایه‌ها نیز داده-های تجربی از مدل کلموگروف تبعیت نکند.



شکل ۳: اختلاف تابع ساختار فاز جبهه موج در دو راستا در فواصل الف) ۳ سانتیمتری ب) ۸۰ سانتیمتری از گرم‌کن برقی و در دماهای متفاوت سطح آن.

۵- نتیجه‌گیری

در این مقاله با استفاده از یک گرم‌کن برقی محیط متلاطمی نظیر محیط تلاطمی جوی در آزمایشگاه تولید شد. با استفاده از دو تلسکوپ جبهه موج تخت ایجاد و از محیط متلاطم عبور داده شد. با استفاده از حسگر مارهای دوکاناله جبهه‌ی موج نور در ابتدای تلسکوپ دوم و بعد از محیط متلاطم بازسازی شد. با استفاده از داده‌های این حسگر جبهه‌ی موج نور عبوری بعد از محیط متلاطم بازسازی شد. سپس تابع ساختار فاز در دو راستای موازی سطح گرم‌کن تعیین گردید. با تغییر دمای سطح گرم‌کن محیط متلاطمی با گرادیان‌های دمایی مختلف ایجاد شد. هنگامی که محیط متلاطم همسانگرد باشد انتظار داریم که تابع ساختار به جهت وابسته نباشد و فقط تابعی از فاصله بین نقاط باشد. با مقایسه تابع ساختار فاز در دو راستا مشاهده شده است که تابع ساختار در هیچ دمایی و در هیچ فاصله‌ای بر یکدیگر منطبق نیستند. به عبارت دیگر محیط متلاطم یک محیط ناهمسانگرد است. بعلاوه میزان ناهمسانگردی با افزایش دمای گرم‌کن و نیز کاهش فاصله از آن افزایش می‌یابد. این تحقیق نشان می‌دهد که برای تحلیل محیط‌های متلاطم همرفتی نمی‌توان از مدل کلموگروف استفاده نمود. بعلاوه بررسی‌های تئوری اینکه چرا گرادیان دمای بیشتر و نیز فاصله نزدیک به منبع گرمایی باعث افزایش ناهمسانگردی است در حال انجام است.

مراجع

[1] M. Bertolotti, M. Carnevale, B. Crosignani, P. Di Porto, "*Influence of Thermal Turbulence in a Convective Ascending Stream on Phase Fluctuations of a Laser Beam*", J. Appl. Opt. Vol. 8, No. 6, pp.1111-1114, 1969.

[2] V. P. Lukin, "Investigation of some peculiarities in the structure of large scale atmospheric turbulence", Proc. SPIE, Vol. 2200, pp. 384-395, 1994.

[3] G. Funes, D. Gulich, L. Zunino, D. G. Perez, M. Garavaglia, "Behavior of the laser beam wandering variance with the turbulent path length", Opt Commun. Vol. 272, pp. 476-479, 2007.

[4] محمدی رازی. ابراهیم ، رسولی. سیف اله، دشتی. محسن، "تعیین ابیراهی‌های جبهه موج باریکه نور عبوری از محیط متلاطم همرفتی و تاثیر گرادیان‌های دمایی دوبعدی بر آن"، سومین کنفرانس بین المللی لیزر و کاربردهای آن، دانشگاه تربیت مدرس، ۱۳۹۳.

[5] M. Dashti, S. Rasouli, "Measurement and statistical analysis of the wave front distortion induced by atmospheric turbulence using two channel wave-front sensor moiré deflectometry ", J. Opt., Vol. 14, 095704, 2012.

[6] L. C. Andrews, R. L Philips, *Laser beam propagation through random media*, SPIE Press, 2005.

[7] محمدی رازی. ابراهیم ، رسولی. سیف اله، "بررسی آمار تلاطم همرفتی با استفاده از انحراف‌سنج مارهای دو کاناله"، کنفرانس فیزیک ایران، دانشگاه فردوسی مشهد، ۱۳۹۴.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

بیست و چهارمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک و
دهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران
۱۰ الی ۱۲ بهمن ۹۶ - دانشگاه شهرکرد
24th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2018) and
9th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2018)
Jan 30 - Feb 1 , 2018 - Shahrekord University

بررسی تابع همدوسی فضایی باریکه نور عبوری ازمحیط متلاطم همرفتی

ابراهیم محمدی رازی[۱]، رضا شکوهی قهفرخی[۱]

[۱]گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه بجنورد، بجنورد، ایران

چکیده – در این مقاله تاثیر محیط متلاطم همرفتی آزمایشگاهی بر میزان همدوسی جبهه موج عبوری از آن بررسی می‌شود. تلاطم همرفتی ایجاد شده مشابه تلاطم همرفتی لایه‌های سطح زمین است. این محیط متلاطم توسط گرم‌کن برقی با ابعاد $100\times200\,cm^2$ ایجاد شده است. جبهه‌ی موج تخت از این محیط همرفتی عبور داده می‌شود. با استفاده از حسگر ماره‌ای دو کاناله جبهه‌ی موج، جبهه‌ی موج نور عبوری از این محیط در انتهای مسیر بازسازی می‌شود. با استفاده از داده‌های فاز جبهه‌ی موج، تابع ساختار فاز جبهه‌ی موج محاسبه می‌شود. با فرض گاوسی بودن افت و خیزهای ضریب شکست محیط که منجر به افت و خیزهای جبهه موج می‌شود و با استفاده از تابع ساختار فاز جبهه موج، تابع همدوسی نور لیزر محاسبه می‌شود. در نهایت تاثیر گرادیان‌های دمایی متفاوت بر میزان همدوسی مورد بررسی قرار می‌گیرد. نتایج نشان می‌دهند که هرچه گرادیان دما در محیط متلاطم بیشتر باشد میزان همدوسی پرتو نوری با سرعت بیشتری کاهش می‌یابد.

کلید واژه- تابع همدوسی، تلاطم همرفتی، حسگر جبهه موج.

Investigation the spatial coherence function of light beam propagating through convective air turbulence

Ebrahim Mohammadi Razi[1], Reza Shokoohi [1]

[1]Faculty of Physics, Department of Basic sciences, University of Bojnord, Bojnord, Iran, P. O. Box:1339

Abstract- In this paper, the effect of convective air turbulence on light beam's coherence function, which propagated through it has been investigated. The produced convective air turbulence is similar to convective turbulence of ground layers. This turbulence medium has been created by electrical heater with dimensions of 100×200 cm^2. The plane wave has been propagated through the turbulent medium. The propagated light's Wave front from this medium has been reconstructed at the end of path using moiré based wave front sensor. Using the wave front sensor data, the phase structure function of the light was calculated. Assuming the Gaussian statistics of refractive index which causes the Gaussian optical phase fluctuations, the coherence function of light beam's was calculated. Then the effects of different temperature gradients on the coherence function were studied. The results show that, in high temperature gradients the light beam's coherence function decreases faster.

Keywords: Coherence Function, Convective turbulence, Wave front sensor.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

مقدمه

در سال‌های اخیر، به دلیل گسترش روز افزون کاربردهای مهم استفاده از لیزر در بحث ارتباطات نوری فضای آزاد، تصویربرداری ، هدف‌یابی و ...، بررسی رفتار انتشاری باریکه-های لیزری در جو متلاطم از جمله موضوعات حائز اهمیت می‌باشد[۱]. همراه شدن افت و خیزهای دما و فشار با حرکت باد، منشا تلاطم در محیط‌هایی نظیر جو است. تغییرات تصادفی ضریب شکست جو که از آن به عنوان تلاطم اپتیکی یاد می‌شود، ناشی از همین افت و خیزهاست. توزیع تصادفی مکانی و زمانی ضریب شکست تغییراتی را در باریکه‌ی نور عبوری از جو ایجاد می‌کند که خود را به صورت افت و خیزهای زمانی شدت و فاز جبهه‌ی موج باریکه نور نشان می‌دهد. در اثر این افت و خیزها، ویژگی-های پرتو لیزر عبوری از آن از جمله واگرایی، قطبش، کیفیت پرتو و درجه همدوسی فضایی و زمانی دچار تغییر می‌شود. سطح زمین که منشا تلاطم در لایه‌های نزدیک خود است به علت داشتن پوشش‌های گیاهی و خاکی متفاوت میزان متفاوتی از نور خورشید را جذب می‌کند. در نتیجه قسمت‌های مختلف سطح زمین دارای دمای متفاوتی است. از طرفی هر چه از سطح زمین دور می‌شویم دمای محیط به علت فاصله گرفتن از منبع گرمایی کاهش می‌یابد . در نتیجه نور عبوری از لایه‌های نزدیک سطح زمین در مسیرهای موازی سطح زمین گرادیان دمای متفاوتی را در دو راستای موازی سطح و عمود بر آن تجربه می‌کند. بررسی پارامترهای مختلف جو متلاطم از جمله گرادیان دما، سرعت و جهت بادهای برشی و ... بر ویژگی‌های پرتو نور عبوری از آن به علت کنترل ناپذیری این پارامترها بسیار دشوار است. بدین منظور نویسندگان در پژوهش‌های اخیر خود ابتدا با ساخت گرم‌کن برقی محیط متلاطم همرفتی کنترل شده‌ی آزمایشگاهی نظیر تلاطم لایه‌های نزدیک سطح زمین تولید نمودند و با استفاده از داده‌های حسگر ماره‌ای دوکاناله‌ی جبهه موج آمار افت و خیزهای زاویه فرود و نیز تاثیر محیط متلاطم همرفتی را بر ابیراهی‌های جبهه-ی موج باریکه عبوری از آن را مورد بررسی قرار دادند[۲و۳]. با توجه به اینکه همدوسی فضایی لیزر و نیز تاثیر محیط متلاطم بر آن تا کنون مورد مطالعه قرار نگرفته است لذا در این مقاله سعی شده است تا با استفاده از داده‌های حسگر ماره‌ای دوکاناله‌ی جبهه‌ی موج پس از بازسازی جبهه موج پرتو عبوری از محیط متلاطم، تابع همدوسی فضایی باریکه را محاسبه نموده و تاثیر گرادیان دمای متفاوت بر آن مورد بررسی قرار گیرد.

چیدمان آزمایش

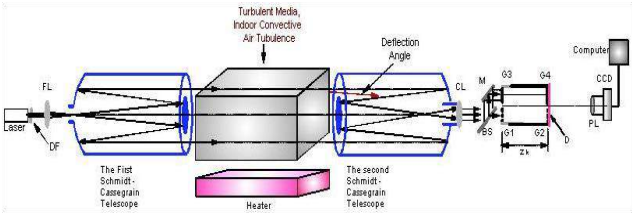
شکل ۱ طرحواره‌ای از چیدمان آزمایش را نشان می-دهد[۲]. در این چیدمان نور لیزر Nd-YAG با طول موج ۵۳۲ نانومتر با استفاده از تلسکوپ اول موازی شده و وارد محیط متلاطم همرفتی می‌شود. از یک گرم‌کن برقی با ابعاد $100\times200\,cm^2$ با دمای قابل تنظیم برای ایجاد گرادیان دما و نیز ایجاد محیط متلاطم همرفتی مشابه لایه-های نزدیک سطح زمین استفاده شده است. نور عبوری از محیط متلاطم توسط تلسکوپ دوم دریافت می‌شود. این نور با استفاده از یک عدسی که کانون آن بر کانون تلسکوپ دوم منطبق است با قطر کمتر وارد حسگر ماره‌ای دو کاناله-ی جبهه موج می‌شود. نحوه‌ی کار این حسگر به طور مفصل در مرجع[۴] بیان شده است. با استفاده از داده‌های این حسگر جبهه‌ی موج نور عبوری از محیط تلاطمی در دهانه تلسکوپ دوم بازسازی می‌شود. بعد از بازسازی جبهه‌ی موج تابع ساختار فاز آن به صورت رابطه (۱) محاسبه می‌شود[۱]

$$D_\varphi(\vec{r})=\left\langle\left|\varphi(\vec{R}+\vec{r})-\varphi(\vec{R})\right|^2\right\rangle, \qquad (۱)$$

که در آن $\varphi(\vec{R})$ و $\varphi(\vec{R}+\vec{r})$ به ترتیب مقادیر فاز در دو نقطه $\vec{R}$ و $\vec{R}+\vec{r}$ می‌باشند. در راستای y به علت فاصله گرفتن از منبع گرما، گرادیان دمای عمودی وجود دارد. بعلاوه با توجه به اینکه سطح گرم‌کن به طور کاملاً یکنواخت گرم نمی‌شود در راستای x نیز گرادیان دما داریم[۳]. گرادیان دما در دو راستا با هم متفاوت‌اند. گرادیان دما در راستای عمود بر سطح گرم‌کن به مراتب بیشتر از گرادیان در سطح آن می‌باشد(گرادیان دما در دو راستا تقریباً مشابه لایه‌های سطح زمین است). به علت تغییرات دما نسبت به ارتفاع از گرم‌کن شدت تلاطم نیز در ارتفاع‌های مختلف متفاوت است. برای بررسی تاثیر گرادیان‌های دمای مختلف بر میزان همدوسی فضایی پرتو لیزر، دمای سطح گرم‌کن را در بازه ۲۸-۱۶۰ درجه سانتیگراد با تغییرات ۱۰ درجه‌ای بالا می‌بریم. هنگامی که

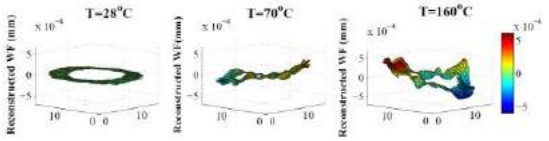
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

گرم‌کن خاموش است دمای محیط آزمایشگاهی ۲۸ درجه است. در هر دما ۱۰۰۰۰ تصویر از فریز ماره حسگر ماره‌ای دوکاناله جبهه‌ی موج با سرعت ۳۰ تصویر در ثانیه ثبت شده و در نتیجه ۱۰۰۰۰ جبهه‌ی موج با سرعت مشابه در دهانه تلسکوپ دوم بازسازی می‌شود. در نهایت تابع ساختار فاز در این دو راستا تعیین می‌شود. برای این کار نقاطی از جبهه موج را که در یک راستا به یک فاصله از هم قرار دارند انتخاب و مربع اختلاف فاز آن‌ها را محاسبه می‌کنیم. سپس میانگین‌گیری آنسامبلی برای هر فاصله معین برای جبهه موج انجام می‌شود. در نهایت میانگین‌گیری را بر روی تعداد جبهه موج‌های بازسازی شده در هر دما انجام می‌دهیم.



شکل ۱: طرحواره‌ای از چیدمان آزمایش: استفاده از دو تلسکوپ رو در رو و حسگر ماره‌ای دو کاناله‌ی جبهه‌ی موج برای بازسازی جبهه موج. CL، BS ، G،M به ترتیب عدسی کانونی کننده، پرتوشکاف، آینه و توری است.

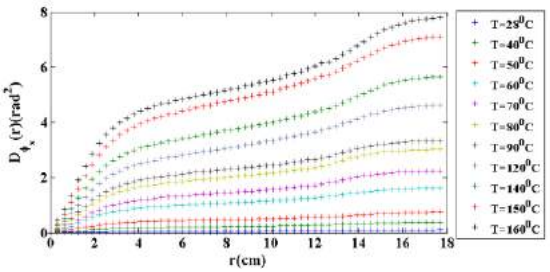
تابع ساختار فاز را می‌توان به سه ناحیه تقسیم نمود. ناحیه‌ی کوچکتر از بازه لختی که در آن فاصله بین دو نقطه کوچکتر از مقیاس درونی تلاطم است($r < l_0$)، ناحیه لختی($l_0 < r < L_0$) و ناحیه‌ای که فاصله بین نقاطی که تابع ساختار را محاسبه می‌کنیم بزرگتر از مقیاس بیرونی تلاطم است($r > L_0$).



شکل ۲: جبهه موج بازسازی شده توسط حسگر ماره‌ای دوکاناله جبهه موج در ارتفاع ۸۰ سانتیمتری در دماهای مختلف سطح گرم‌کن.

نتایج

شکل۲ جبهه موج بازسازی شده توسط حسگر ماره‌ای را نشان می‌دهد. در این آزمایش باریکه نور در ارتفاع ۸۰ سانتیمتری نسبت به گرم‌کن محیط متلاطم را طی می‌کند. همانگونه که ادعا شده است هنگامی که گرم‌کن خاموش است جبهه موج تخت است. با افزایش دمای سطح گرم‌کن میزان تلاطم شدیدتر شده در نتیجه اعوجاج جبهه موج نیز بیشتر می‌شود. این اعوجاجها در دمای ۱۶۰ درجه به اوج خود می‌رسند. اعوجاج‌های جبهه‌ی موج را می‌توان بر حسب توابع زرنیکه بیان نمود. هرچه دمای سطح گرم‌کن بیشتر شود سهم توابع بالاتر زرنیکه در ابیراهی‌های جبهه موج بیشتر می‌شود. با استفاده از جبهه موج حاصله می‌توان تابع ساختار فاز آن را محاسبه نمود. شکل ۳ تابع ساختار فاز جبهه موج را نشان می‌دهد. رفتار تابع ساختار در ناحیه دوم و سوم که در قبلاً اشاره شد در این شکل به طور کامل دیده می‌شود. همچنین به علت اینکه کمترین فاصله قابل اندازه‌گیری در روی جبهه موج در حدود ۳ میلیمتر است و این فاصله از مرتبه مقیاس درونی تلاطم است، رفتار تابع ساختار در ناحیه اول را نمی‌توان مشاهده نمود. مطابق شکل با افزایش دمای سطح گرم‌کن ارتفاع تابع ساختار افزایش می‌یابد. ارتفاع تابع ساختار با شدت تلاطم، C_n^2، متناسب است. بعبارت دیگر افت و خیز زاویه فرود نور در گرادیان‌های دمای بالاتر، بیشتر است.



شکل ۲: رفتار تابع ساختار فاز جبهه موج در حضور گرادیان دمای مختلف. ارتفاع مسیر عبور نور لیزر نسبت به گرم‌کن ۸۰ سانتیمتر است.

هنگامی که نور لیزر از محیط متلاطم عبور می‌کند درجه همدوسی فضایی و زمانی آن کاهش می‌یابد. همدوسی فضایی یا به عبارت دیگر همبستگی فاز جبهه موج نور در دو نقطه از جبهه موج با رابطه زیر تعریف می‌شود

(۲)

$$C(r_1,r_2)=\langle \psi(r_1)\psi^*(r_2)\rangle$$
$$\psi(r_1)=e^{i\varphi(r_1)},\qquad \psi(r_2)=e^{i\varphi(r_2)}$$
$$\Rightarrow C(r_1,r_2)=\langle e^{i\varphi(r_1)-i\varphi(r_2)}\rangle$$

که در رابطه بالا $\psi(r)$ جبهه موج در مکان r و $\varphi(r)$ فاز

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

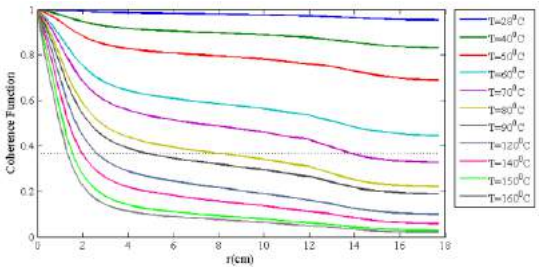
جبهه موج و $C(r_1, r_2)$ همبستگی فاز یا تابع همدوسی فاز جبهه موج است. برای هر متغیر تصادفی با توزیع گاوسی داریم:

$$\left\langle e^{i\varphi} \right\rangle = e^{\frac{\left\langle \varphi^2 \right\rangle}{2}}, \qquad (۳)$$

به علت وجود گرایان دمای موازی سطح گرم‌کن و عمود بر آن و نیز با توجه به جریان‌های تلاطمی محیط، پرتو نور هنگام عبور از محیط متلاطم بسته‌های هوایی با دمای متفاوت و به تبع آن ضریب شکست متفاوتی را تجربه می‌کند. این افت و خیزها در ضریب شکست توزیع کاتوره‌ای گاوسی دارند. در نتیجه تابع همبستگی فضایی به صورت زیر درمی‌آید.

$$C(r_1, r_2) = \left\langle e^{i\varphi(r_1) - i\varphi(r_2)} \right\rangle = e^{-\frac{\left\langle (\varphi(r_2) - \varphi(r_1))^2 \right\rangle}{2}} = e^{-\frac{D_\varphi(\vec{r})}{2}}, \qquad (۴)$$

شکل ۴ تابع همدوسی فضایی فاز جبهه موج عبوری از محیط متلاطم همرفتی را نشان می‌دهد.



شکل ۴: تابع همدوسی فضایی پرتو نور در ابتدا تخت پس از عبور از محیط متلاطم همرفتی در حضور گرادیان‌های دمایی مختلف.

همانگونه که از شکل ۴ پیداست با افزایش دمای سطح گرم‌کن تابع همدوسی با سرعت بیشتری افت پیدا می‌کند. همانطور که قبلاً نیز اشاره شد دمای بالای گرم‌کن باعث افزایش قدرت تلاطم خواهد شد. تلاطم قوی‌تر افت و خیز بیشتر جبهه موج را به دنبال دارد که باعث کاهش همدوسی فضایی پرتو لیزر می‌شود. برای بررسی بهتر خط $C = e^{-1}$ نیز در شکل رسم شده است که معیاری است از طول همدوسی فضایی. به عبارت این خط فاصله‌ای روی جبهه موج را نشان می‌دهد که در آن مقدار همدوسی ۰/۳۶ مقدار ماکزیمم خود است. در دماهای پایین سطح گرم‌کن میزان همدوسی افت چندانی ندارد اما در دماهای بالای ۷۰ درجه سانتیگراد میزان همدوسی کاهش می‌یابد. در دمای ۱۶۰ درجه سانتیگراد و در فاصله ۸۰ سانتیمتری از گرم‌کن طول همدوسی کمتر از ۲ سانتیمتر است.

نتیجه‌گیری

در این مقاله با استفاده از یک گرم‌کن برقی محیط متلاطم همرفتی نظیر محیط تلاطمی جوی در لایه‌های نزدیک سطح زمین در آزمایشگاه تولید شد. با استفاده از حسگر مارهای دوکاناله جبهه موج، جبهه موج نور عبوری از این محیط بازسازی شد. با استفاده از فاز جبهه موج، تابع ساختار فاز در حضور گرادیان دما محاسبه شد. با فرض گاوسی بودن افت و خیز ضریب شکست و با استفاده از تابع ساختار فاز، تابع همدوسی فضایی جبهه موج نور لیزر هنگام که در ارتفاع ۸۰ سانتیمتر از منبع گرمایی از محیط متلاطم انتشار می‌یابد استخراج شد. نتایج نشان می‌دهند که با افزایش دمای سطح گرم‌کن تابع ساختار فاز کاهش می‌یابد. همدوسی فضایی جبهه موج در دمای ۱۶۰ درجه سانتیگراد کمتر از ۲ سانتیمتر است.

مراجع

[1] L. C. Andrews, R. L Philips, *Laser beam propagation through random media*, SPIE Press, 2005.

[2] محمدی رازی. ابراهیم ، رسولی. سیف اله، دشتی. محسن، "تعیین ابیراهی‌های جبهه موج باریکه نور عبوری از محیط متلاطم همرفتی و تاثیر گرادیان‌های دمایی دوبعدی بر آن"، سومین کنفرانس بین المللی لیزر و کاربردهای آن، دانشگاه تربیت مدرس، ۱۳۹۳.

[3] محمدی رازی. ابراهیم ، رسولی. سیف اله، "بررسی آمار تلاطم همرفتی با استفاده از انحراف‌سنج مارهای دو کاناله"، کنفرانس فیزیک ایران، دانشگاه فردوسی مشهد، ۱۳۹۴.

[4] M. Dashti, S. Rasouli, "Measurement and statistical analysis of the wave front distortion induced by atmospheric turbulence using two channel wave-front sensor moiré deflectometry ", J. Opt., Vol. 14, 095704, 2012.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

بررسی و مقایسه اثر غلظت خمیر ZrO_2 بعنوان لایه مزوپروس در سلول خورشیدی پروسکایتی ابرساختار بدون لایه انتقال دهنده حفره

علی اکبر دهقانی تفتی[۱و۲]، محمود برهانی زرندی[۱و۲]، ناصر جهانبخشی زاده[۱و۲]، حجت امراللهی بیوکی[۱و۲]، ابوالفضل صفاری[۱و۲]

[۱]گروه پژوهشی فوتونیک، دانشگاه یزد

[۲]گروه اتمی مولکولی، دانشکده فیزیک، دانشگاه یزد

چکیده

سلول های خورشیدی پروسکایتی بر پایه اکسید زیرکونیوم (ZrO_2) نسبت به سلول‌های دیگر که بر پایه اکسیدهای فلزی مانند TiO2 و ZnO ساخته می‌شوند دارای پایداری بیشتر و همچنین ولتاژمدار بالاتری می‌باشند. غلظت و شرایط لایه نشانی خمیر ZrO_2 که بعنوان لایه زیرین پروسکایت در جهت رشد بهتر بلور پروسکایت مورد استفاده قرار می‌گیرد، نقشی موثر در کارایی بهتر این لایه دارند. در این مقاله خمیر ZrO_2 ابتدا سنتز شده و سپس با نسبت‌های یک به پنج و یک به هشت در اتانول رقیق شده و ترکیب حاصل بعنوان لایه متخلخل زیرین لایه پروسکایت در ساختار سلول‌های خورشیدی پروسکایتی مورد استفاده قرار گرفته است. مشخصه یابی سلول‌های ساخته شده نشان می‌دهد میزان رقیق کردن خمیر ZrO_2 بر عملکرد سلول خورشیدی پروسکایتی موثر است و سلول ساخته شده بر اساس نسبت یک به هشت عملکرد بهتری را نشان می‌دهد.

کلیدواژه: اکسید زیرکونیوم، اکسید فلزی، سلول خورشیدی پروسکایتی

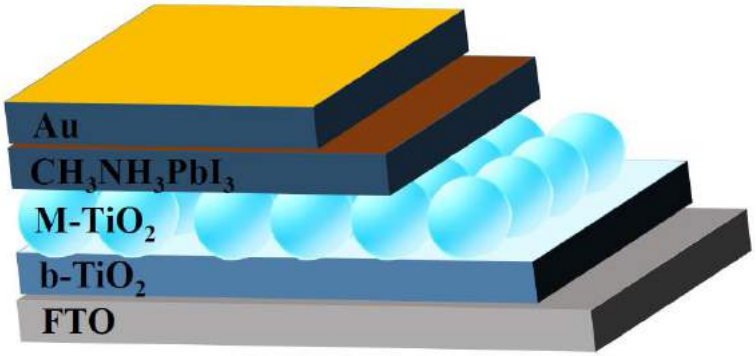
Keyword: Solar cell Perovskite ،ZrO_2 ،Metal oxide

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

پروسکایت‌های آلی- معدنی اخیراً به عنوان نسل جدیدی از مواد حساس به نور در سلول‌های خورشیدی به‌کار برده می‌شود. در سال ۲۰۰۹ اولین سلول خورشیدی پروسکایتی، با اقتباس از سلول‌های خورشیدی حساس شده به رنگ، توسط میاساکا معرفی گردید. وی و همکارانش $CH_3NH_3PbI_3$ و $CH_3NH_3PbBr_3$ را به عنوان حساس‌کننده در سلول خورشیدی حساس‌شده به رنگ(DSSCs) مورد استفاده قرار دادند. ولی به دلیل خوردگی پروسکایت توسط الکترولیت مایع، این نوع سلول‌ها از پایداری کمی برخوردار بود [۱]. پارک و همکارانش با تغییر روش لایه‌نشانی پروسکایت توانستند بازده و پایداری این نوع سلول‌ها را بهبود بخشند [۲]. همچنین استفاده از الکترولیت‌های جامد مانند spiro-MeOTAD به‌جای الکترولیت مایع، عملکرد و پایداری این سلول‌ها را نیز بهبود بخشید [۳]. در سلول‌های مزوپروس پروسکایتی، TiO_2 و HTM (ماده‌ی انتقال‌دهنده‌ی حفره) به ترتیب، وظیفه انتقال الکترون و حفره را بر عهده دارند. اسنیس و همکارانش با جایگزین کردن لایه‌ی TiO_2 با لایه‌ی متخلخل Al_2O_3 متوجه شدند که پروسکایت می‌تواند علاوه بر جذب نور، وظیفه‌ی انتقال الکترون را نیز بر عهده بگیرد [۴]. از طرف دیگر تحقیقات صورت گرفته، نشان داد که $CH_3NH_3PbI_3$ می‌تواند به‌جای انتقال‌دهنده‌ی حفره نیز به‌کار رود. اگرچه بازده اولیه‌ی سلول‌های پروسکایتی بدون انتقال‌دهنده‌ی حفره تنها ۵٪ بود؛ ولی در حال حاضر به بازده ٪ ۲۳ رسیده است که این بازده بسیار نزدیک به بازده سلول های خورشیدی سیلیکونی و CIGS می باشد. [۵]. تجاری سازی سلول های خورشیدی پروسکایتی با مشکل پایداری این از سلول ها روبروست که یکی از راههای بهبود پایداری این سلول ها استفاده از اکسیدهای فلزی مثل ZrO_2 است .

در این پژوهش، از خمیر ZrO_2 بعنوان لایه مزوپروس با پیش ماده‌های مختلف و سپس با نسبت‌های رقیق شده مختلف خمیر در اتانول مورد یررسی قرار گرفت و حالت بهینه آن بدست آمد.



شکل ۱: طرح شماتیک از سلول خورشیدی پروسکایتی بدون انتقال‌دهنده‌ی حفره.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۲- روش آزمایش

۲-۱ مواد مورد نیاز

شیشه‌ی لایه‌نشانی شده با اکسید رسانای فلزی(FTO)، آلفا-ترپینئول، اتیل سلولز، پودر نانوذرات ZrO_2، پودر PbI_2 و پودر CH_3NH_3I. این مواد از شرکت ادوات نوری نانوساختاری ایساتیس، شریف سولار و سیگما خریداری شده است. اندازه‌گیری مشخصات فوتوولتائیک سلول خورشیدی نیز توسط دستگاه Keithley2400 صورت گرفته است.

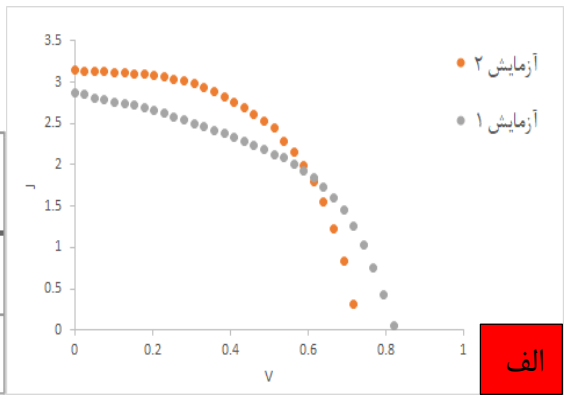
۲-۲ روش ساخت خمیر ZrO_2

مقدار ۰/۵ میلی لیتر استیک اسید به ۳ گرم پودر ZrO_2 اضافه شد سپس ۱۲/۵ میلی‌گرم آلفا-ترپینئول به آن در حین چرخش، قطره قطره به مدت ۵ دقیقه به آن اضافه شد و در نهایت ۳۰ میلی‌لیتر اتیل سلولز (۱۰٪ وزنی در اتانول) در حین چرخش، قطره قطره به مدت ۱۰ دقیقه محلول اضافه شد سپس محلول به مدت ۵ ساعت بر روی دستگاه هم زن مغناطیسی قرار داده شد و خمیر بدست آمده با نسبت های ۱ به ۵ و ۱ به ۸ در اتانول رقیق شد.

۲-۳ روش ساخت سلول خورشیدی

شیشه‌ی لایه‌نشانی شده با اکسید رسانای آلاییده با فلورین (FTO) با مقاومت ۱۵ اهم بر مربع به عنوان زیرلایه مورد استفاده قرار گرفت. لایه‌ی FTO به روش شیمیایی(پودر روی و HCl) با توجه به مدل مورد نیاز الگودهی شد. سپس زیرلایه‌ها توسط مایع شست‌وشو، آب مقطر، استون و اتانول تحت اولتراسونیک شسته شد. لایه‌ی سدکننده‌ی الکترون با ضخامتی در حدود ۱۰۰ نانومتر با روش لایه‌نشانی چرخشی، لایه‌نشانی و سپس تا دمای ۵۰۰ درجه سانتی‌گراد به مدت ۶۰ دقیقه پخت داده شد. بعد از آن لایه‌ای از نانوذرات زیرکونیم‌دی-اکسید با روش لایه‌نشانی چرخشی با سرعت ۶۰۰۰ دور بر دقیقه، به مدت ۶۰ ثانیه لایه‌نشانی شد. زیرلایه به مدت ۱۵ دقیقه در دمای ۱۰۰ درجه سانتی‌گراد خشک و سپس به مدت یک ساعت، تحت دمای ۵۰۰ درجه سانتی‌گراد پخت شد. برای لایه‌نشانی $CH_3NH_3PbI_3$ بر روی لایه‌ی متخلخل از روش غوطه‌وری استفاده شد. ابتدا ۴۶۰ میلی گرم پودر PbI_2 در ۱ میلی لیتر DMF در دمای ۷۰ درجه سانتی گراد به مدت ۱۲ ساعت هم خورد و بعد به روش لایه نشانی چرخشی، لایه نشانی شد. سپس به مدت ۱۵ دقیقه در دمای ۷۰ درجه سانتی گراد پخت داده شد. در مرحله بعدی هر کدام از نمونه ها به مدت ۵ دقیقه در محلول مای غوطه ور شده و به مدت ۱۵ دقیقه داخل دسی کاتد قرار گرفت و بعد به مدت ۱۵ دقیقه در دمای ۷۰ درجه پخت داده شده و در نهایت لایه نازک طلا با ضخامت ۴۰ نانومتر با روش اسپاتر در خلأ بر روی لایه پروسکایت قرار گرفت.

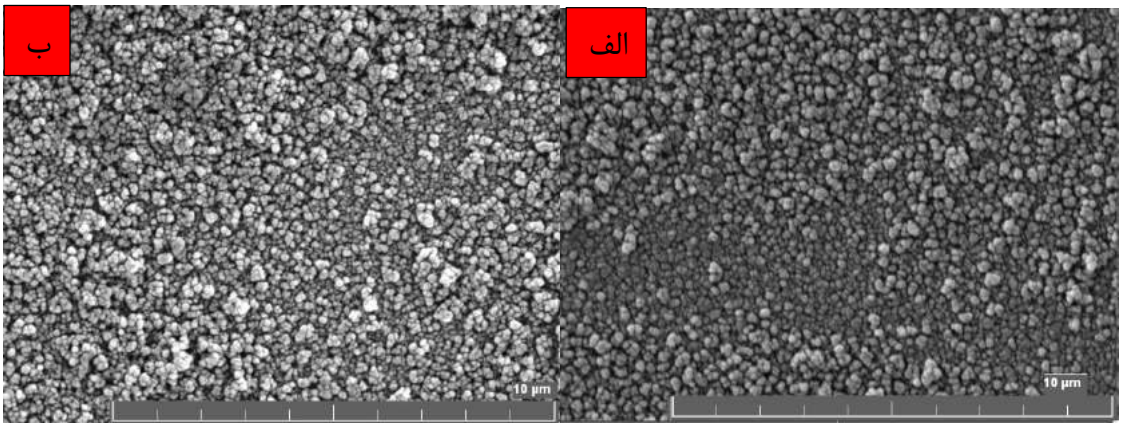
در این تحقیق خمیر ZrO_2 ساخته شده در آزمایش اول با نسبت ۱ به ۵ و در آزمایش دوم با نسبت ۱ به ۸ در اتانول رقیق شد و نتایج آن در شکل۲ نشان داده شده است.



$FTO/b-TiO_2/m-ZrO_2/CH_3NH_3PbI_3/Au$	J_{sc} (mA/cm^2)	V_{oc} (V)	ff (%)	Eff (%)
آزمایش ۱	۲/۸۷	۰/۷۸۲	۰/۴۷	۱/۱۴
آزمایش ۲ ب	۳/۱۴	۰/۷۳۱	۰/۵۱	۱/۴۹

شکل۲- الف) نمودار IV و ب) پارامتر های مربوط به مشخصه یابی سلول‌های ساخته شده

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد



شکل۳: تصاویر SEM مربوط به الف) آزمایش ۱ ب) آزمایش۲

۳- نتیجه گیری

در این پژوهش، از دو نسبت مختلف برای رقیق شدن خمیر در اتانول استفاده شد، با توجه به جدول مشخصات فوتوولتاییکی و تصاویر SEM مشاهده شد، که نسبت رقیق شدن ۱ به ۸ برای سلول خورشیدی پروسکایتی بر پایه ZrO_2 عملکرد بهتری را نسبت به رقیق شدن ۱ به ۵ داشته است. با توجه به اینکه ZrO_2 یک اکسید فلزی نارسانا می‌باشد و در صورت ضخامت زیاد لایه به عنوان یک عایق عمل می‌کند، هرچه غلظت و ضخامت لایه مورد نظر کمتر باشد، عبور الکترون بیشتری را خواهیم داشت پس دلیل این بهبود عملکرد نازک تر شدن و رقیق تر شدن لایه ZrO_2 می‌باشد.

۴- منابع

[1] A. Kojima, K. Teshima, Y. Shirai, T. Miyasaka, "Organometal halide perovskites as visible-light sensitizers for photovoltaic cells", Journal of the American Chemical Society, Vol. 131, No. 17, pp 6050-6051, 2009.
[2] J.-H. Im, C.-R. Lee, J.-W. Lee, S.-W. Park, N.-G. Park, "6.5% efficient perovskite quantum-dot-sensitized solar cell", Nanoscale, Vol. 3, No. 10, pp 4088-4093, 2011.
[3] H.-S. Kim, C.-R. Lee, J.-H. Im, K.-B. Lee, T. Moehl, A. Marchioro, S.-J. Moon, R. Humphry-Baker, J.-H. Yum, J. E. Moser, "Lead iodide perovskite sensitized all-solid-state submicron thin film mesoscopic solar cell with efficiency exceeding 9%", Scientific reports, Vol. 2, pp, 2012.
[4] M. M. Lee, J. Teuscher, T. Miyasaka, T. N. Murakami, H. J. Snaith, "Efficient hybrid solar cells based on meso-superstructured organometal halide perovskites", Science, Vol. 338, No. 6107, pp 643-647, 2012.
[5] L. Etgar, P. Gao, Z. Xue, Q. Peng, A. K. Chandiran, B. Liu, M. K. Nazeeruddin, M. Grätzel, "Mesoscopic CH3NH3PbI3/TiO2 heterojunction solar cells", Journal of the American Chemical Society, Vol. 134, No. 42, pp 17396-17399, 2012.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

بیست و چهارمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک و
دهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران
۱۰ الی ۱۲ بهمن ۹۶ - دانشگاه شهرکرد
24th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2018) and
9th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2018)
Jan 30 - Feb 1 , 2018 - Shahrekord University

ردیابی سه‌بعدی اسپرم گاوی با میکروسکوپی تمام‌نگاری دیجیتالی

نگار عزیزی[۱]، اکرم نجفلو[۱]، محمد اولین‌چهارسوقی[۲،۱]، رسول کوثر[۳] ، رضا معصومی[۴] ، احسان احدی‌اخلاقی[۲،۱]
[۱]دانشکده فیزیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان، زنجان کد پستی ۴۵۱۹۵-۶۶۷۳۱
[۲]مرکز پژوهشی اپتیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان، زنجان کد پستی ۴۵۱۹۵-۶۶۷۳۱
[۳] گروه علوم دامی، دانشکده کشاورزی، دانشگاه صنعتی اصفهان، اصفهان کد پستی ۸۴۱۵۶-۸۳۱۱۱
[۴] گروه علوم دامی، دانشکده کشاورزی، دانشگاه زنجان، زنجان کد پستی ۴۵۳۷۱-۳۸۷۹۱

چکیده - دستیابی به مشخصه‌های دینامیکی ذرات در حوزه‌های فیزیک زیستی و فیزیک مواد نرم از اهمیت ویژه‌ای برخوردار است. در این مقاله روشی تجربی برای ردیابی سه‌بعدی اسپرم گاوی به‌عنوان یک نمونه زیستی متحرک با استفاده از میکروسکوپی تمام‌نگاری دیجیتالی ارائه شده است. اساس این کار بر پایه‌ی پردازش تصویر و هم‌چنین بهره‌گیری از اطلاعات بازیابی شده از طریق ثبت تمام‌نگاشت است. میکروسکوپ تمام‌نگاری دیجیتالی پیاده سازی شده دارای اندازه پیکسل معادل با ۱۷۵ نانومتر و توان‌تفکیک بهتر از ۲٫۱۹ میکرومتر است. با استفاده از این میکروسکوپ مسیر حرکت سه‌بعدی نمونه‌ها در فضا و زمان تعیین و میانگین سرعت حرکت نمونه‌ها ۱۲۷٫۵۱ میکرومتر بر ثانیه اندازه‌گیری شد.

کلید واژه- اسپرم، تحرک‌پذیری، ردیابی سه‌بعدی، میکروسکوپی تمام‌نگار دیجیتالی.

Three-dimensional tracking of bovine sperm by digital holographic microscopy

Negar Azizi[1], Akram Najaflou[1], Mohammad A. Charsooghi[1,2],
Rasoul Kowsar[3], Reza Masoumi[4], Ehsan A. Akhlaghi[1,2]

[1]Department of Physics, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences (IASBS), Zanjan, 45137-66731, Iran
[2]Optics Research Center, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences (IASBS), Zanjan, 45137-66731, Iran
[3]Department of Animal Science, Faculty of Agriculture, Isfahan University of Technology, Isfahan, 84156-83111, Iran
[4]Department of Animal Science, Faculty of Agriculture, University of Zanjan, Zanjan, 45371-38791, Iran

Abstract- Finding dynamical characteristics of particles has an especial importance in the area of soft and biological physics. This work introduces an experimental method to track bovine sperm in three dimension as movable bio particles by applying digital holographic microscopy. The work is based on applying image-processing methods and using the obtained information from the hologram record. Pixel

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

size and Resolution of this microscope measured 175 nanometer and better than 2.19 micrometer respectively. We found the coordinates of the particles in three dimension. The average speed of the samples measured 127.51 micrometer per second.

Keywords: 3D Particle Tracking, Digital Holographic Microscopy, Motility, Sperm.

۱- مقدمه

تکنیک ردیابی ذرات، امکان دستیابی به مشخصات دینامیکی آن‌ها را با دقت قابل ملاحظه‌ای در بازه‌های فضایی میکرومتری و حتی نانومتری فراهم می‌کند. از این رو در حوزه‌هایی چون، فیزیک زیستی و فیزیک مواد نرم برای مطالعه مواردی از قبیل فرآیند انتقال در سلول‌ها و باکتری‌ها و برهمکنش بین ذرات کلوئیدی مورد توجه قرار گرفته است. ردیابی ذره در صفحه نسبتا ساده است. متداول‌ترین روش برای ردیابی دو بعدی، پیدا کردن مرکز شدت ذره برای هر تصویر از فیلم‌های ویدیوئی است [۱]. اما میکروسکوپ‌های رایج قادر به مشخص کردن مسیر حرکت سه‌بعدی ذره در طول زمان نیستند. در صورتی که دستیابی به اطلاعات دقیق از موقعیت ذره و نزدیک‌تر شدن هرچه بیشتر به آن چه در واقعیت و در طی فرآیندهای زیستی رخ می‌دهد، مستلزم پیدا کردن راه حلی برای ردیابی سه‌بعدی ذرات میکرونی است. طی دو دهه اخیر روش‌های مختلفی برای حل مشکلات مرتبط با سنجش موقعیت ذره در عمق پیشنهاد شده است، که تمام‌نگاری دیجیتالی و ردیابی ذرات فلورسانی از جمله روش‌های سرآمد در این زمینه هستند [۲و۳]. سلامت باروری در گونه مذکر، چه در انسان‌ها و چه در حیوانات یک زمینه‌ی تحقیقاتی مهم در مطالعات زیستی است. همچنین تلقیح مصنوعی یک کار مهم در گسترش گله‌ای با ارزش اصلاحی بالا است. وقتی که دام‌ها به این شیوه آبستن می‌شوند، از جهات بسیاری به آینده‌ی گله و اقتصاد حاصل از آن کمک می‌شود. هرچند تلقیح مصنوعی هزینه‌ای به مراتب کمتر نسبت به تلقیح طبیعی دارد، اما در نتیجه بهتر و در آینده مقرون به صرفه تر است. بنابراین ردیابی سه‌بعدی و تعیین الگوی حرکتی اسپرم‌های گاوی برای تعیین مناسب‌ترین الگو به منظور افزایش احتمال باروری در گاوهای ماده، هدف این مقاله است. از این‌رو ریخت‌شناسی، میزان تحرک‌پذیری و غلظت سلول‌های اسپرم در یک واحد حجم مشخص، پارامترهای تعیین‌کننده‌ای در دستیابی به این مهم هستند. روش تمام‌نگاری دیجیتالی یک روش به روز و جذاب در این حوزه است. تصویربرداری تمام-نگاری دیجیتال از سلول‌های زنده در حوزه‌ی زیست‌پزشکی به سرعت در حال پیشرفت است [۶].

تمام‌نگاری دیجیتالی به دو روش روی محور و خارج محور انجام می‌گیرد. در روش روی محور، دو باریکه شئ و مرجع در یک راستا با هم تداخل می‌کنند و طرح تداخلی حاصل روی صفحه آشکارساز ثبت می‌شود. اما در روش خارج از محور، دو باریکه شئ و مرجع به‌صورت زاویه‌دار با هم تداخل می‌کنند. در این مقاله از روش میکروسکوپی تمام‌نگاری دیجیتالی روی محور برای ردیابی سه‌بعدی اسپرم‌های گاوی و محاسبه‌ی پارامترهای حرکتی آن‌ها استفاده شده است.

۲- مبانی نظری

میکروسکوپی تمام‌نگاری دیجیتالی یک روش غیرتماسی، غیرمخرب و پرکاربرد برای تصویربرداری سه‌بعدی است. این روش شامل دو مرحله ثبت و بازسازی است. ابتدا طرح تداخلی ناشی از نور مربوط به جسم و مرجع که حاوی اطلاعات دامنه‌ای و فازی آن است به‌صورت تمام‌نگاشت ثبت می‌شود. تمام‌نگاشت به‌عنوان تصویر دیجیتال در کامپیوتر ذخیره می‌شود. و سپس با استفاده از روش‌های عددی، اطلاعات بعد سوم استخراج می-شود. در این مرحله به یک ساختار سه‌بعدی از شئ با استفاده از تمام‌نگاشت دو بعدی آن روی پرده (دوربین) دست می‌یابیم. به عبارتی دیگر جبهه موج شئ را بازسازی می‌کنیم. یکی از روش‌های بازسازی عددی، رهیافت انتشار طیف زاویه‌ای است. که در این مقاله نیز از این روش استفاده شده است. در این روش به صورت عددی فرض می‌شود که یک موج مرجع $U(x,y,0)$ تمام‌نگاشت را روشن کرده و موج پراشیده از آن با استفاده از تبدیل فوریه به جبهه موج‌های تخت تشکیل‌دهنده آن تجزیه می‌شود و با رابطه زیر بیان می‌شود:

$$A_0(f_x,f_y,0) = \int_{-\infty}^{\infty}\int U(x,y,0)\exp[-i2\pi(f_x x+f_y y)]dxdy \quad (۱)$$

که

f_x و f_y فرکانس‌های فضایی در امتداد محورهای x و y هستند. پس مطابق با رابطه (۲) هر جبهه موج تخت به صورت عددی به اندازه d_z در فضا منتشر می‌شود. سپس با فیلتر مناسب مرتبه‌های اضافی حذف می‌شوند و با اعمال تبدیل فوریه معکوس، موج پراشیده شده در فاصله d_z از تمام‌نگاشت تشکیل می‌شود[۴].

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

$$U(x,y,d_z) = F^{-1}\,filt[FU(x,y,d_z)] \times \exp[ik\sqrt{1-\lambda^2 f_x^2-\lambda^2 f_y^2}\,d_z] \quad (۲)$$

توزیع شدت و فاز موج ناشی از جسم به ترتیب از روابط (۳) و (۴) به‌دست می‌آیند:

$$I(x,y,d_z) = \left|U(x,y,d_z)\right|^2 \quad (۳)$$

$$\varphi(x,y,d_z) = \arctan\frac{\mathrm{Im}[U(x,y,d_z)]}{\mathrm{Re}[U(x,y,d_z)]} \quad (۴)$$

به این ترتیب، شدت و فاز نمونه در فاصله d_z برای هر تصویر محاسبه می‌شوند. با بررسی تباین شدت برای تصاویر به‌دست آمده در گام‌های d_z متفاوت و نسبت دادن عمق مربوط به بیشینه تباین به حالت فوکوس، محل ذره تعیین می‌شود. برای محاسبه تباین شدت از روابط (۵) و (۶) استفاده می‌شود:

$$C_0 = \frac{I_{\mathrm{Max}}(x,y,d_z) - I_{\mathrm{Min}}(x,y,d_z)}{I_{\mathrm{Max}}(x,y,d_z) + I_{\mathrm{Min}}(x,y,d_z)} \quad (۵)$$

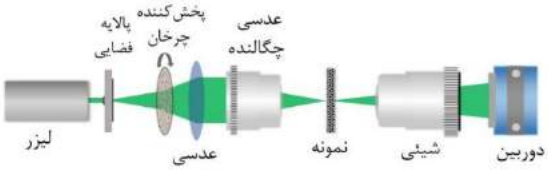
$$C = \frac{C_0}{d_{\mathrm{Min}}} \quad (۶)$$

که $I_{\mathrm{Max}}(x,y,d_z)$ و $I_{\mathrm{Min}}(x,y,d_z)$ به ترتیب شدت بیشینه و شدت کمینه برای هر تصویر و همچنین d_{Min} نیز فاصله کمینه بین شدت بیشینه و شدت کمینه بر حسب پیکسل در هر تصویر است. به این ترتیب d_z محل بیشینه تباین برای هر تصویر را به‌دست می‌دهد، که عمق نمونه یا همان بعد سوم خواهد بود.

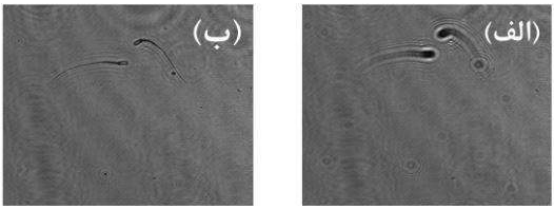
۳- شرح آزمایش و نتایج تجربی

۳-۱- چیدمان آزمایش

در این پژوهش از هندسه تمام‌نگاری روی محور استفاده شده است. شکل ۱ طرح کلی چیدمان میکروسکوپی تمام‌نگاری دیجیتالی را نمایش می‌دهد. باریکه‌ی نور همدوس لیزر ($\lambda = 532\ \mathrm{nm}, 10\ \mathrm{mW}$) پس از عبور از پالایه‌ی فضایی به‌صورت واگرا از یک پخش‌کننده چرخان عبور می‌کند و در ادامه وارد یک عدسی شده و به‌صورت موازی از آن خارج می‌شود. سپس نور موازی وارد یک عدسی چگالنده شده و پس از خروج از آن سطح نمونه را روشن می‌کند. نمونه مورد بررسی درون محفظه‌ای متشکل از یک لام و لامل قرار داردکه با استفاده از چسب دو طرفه تهیه شده است. محفظه حاوی نمونه بر روری دستگاه گرم‌کن الکتریکی با قابلیت تنظیم دمای نمونه در ۳۸ درجه سانتی‌گراد قرار می‌گیرد. باریکه پراکنده شده از نمونه و باریکه مرجع بعد از عبور از عدسی شیئ (NA=0.25, 10x) با هم تداخل کرده و طرح تداخلی حاصل بر روی صفحه‌ی مشاهده (Thorlabs, DCC 1545M) ثبت و برای تحلیل به رایانه منتقل می‌شود. استفاده از پخش‌کننده چرخان و در نتیجه کاهش همدوسی نور فرودی از ایجاد بسیاری از تداخل-های ناخواسته جلوگیری کرده و منجر به ثبت تمام‌نگاشت‌هایی با کیفیت بهتر می‌شود. شکل ۲(الف) تصویر یک تمام‌نگاشت ثبت شده نوعی را در حالت قبل از انتشار و شکل ۲(ب) همان تصویر را در حالت بعد از انتشار نمایش می‌دهد.



شکل ۲: طرح کلی چیدمان میکروسکوپی تمام‌نگاری دیجیتالی.



شکل ۳: تمام‌نگاشت‌های ثبت شده از اسپرم‌های گاوی: (الف) قبل از انتشار عددی و (ب) بعد از انتشار عددی.

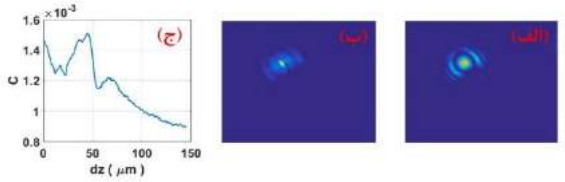
۳-۲- آماده سازی نمونه

در این مرحله، باید اسپرم‌های گاوی منجمد، طی فرآیندی، یخ-زدایی، رقیق و برای تصویربرداری در دمای ۳۸ درجه سانتی‌گراد آماده می‌شدند. ابتدا، برای این منظور حجم نهایی رقیق‌کننده ۱۰۰ میلی‌لیتر در نظر گرفته شد. ۵۰ میلی‌لیتر آب مقطر داخل بشر ریخته شد و سپس ۳٫۶۳۴ گرم تریس و ۱٫۹۹ گرم اسید سیتریک به آن اضافه و بر روی هات پلیت استیرر قرار داده شد تا به خوبی حل شوند. پس از آن ۰٫۵ گرم فروکتوز هم اضافه و حجم نهایی با اضافه کردن مجدد آب مقطر به ۱۰۰ میلی‌لیتر افزایش داده شد. سپس پایوت حاوی اسپرم‌های فریز شده که در تانک ازت در دمای ۱۹۶- درجه‌ی سانتیگراد قرار داشتند توسط حمام بن‌ماری یخزدایی و با استفاده از رقیق‌کننده به نسبت ۱ به ۱۰۰ رقیق شد. در ادامه مقداری از آن به داخل محفظه‌ای مخصوص در محل نمونه قرار گرفته بر گرم‌کن الکتریکی در چیدمان آزمایش تزریق شد.

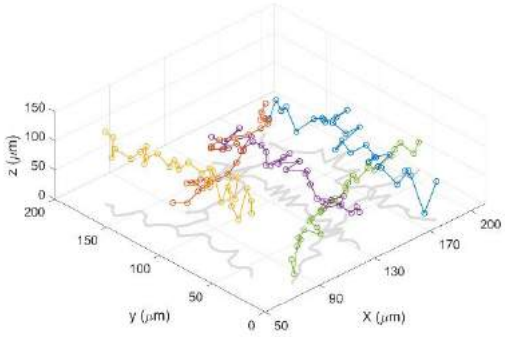
این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۳-۳- نتایج تجربی

با تحلیل تمامنگاشت‌های ثبت شده، تصاویر فوکوس از آن‌ها به‌دست آمد که با استفاده از روش‌های پردازش تصویر مکان دو بعدی و با معین بودن میزان انتشار برای رسیدن به تصویر فوکوس، مکان نمونه‌ها در عمق نیز به دست آمد. که بر اساس آن‌ها دینامیک حرکتی ذرات و مسیر حرکت اسپرم‌های گاوی تعیین شد. شکل ۳ فرآیند تحلیل تمامنگاشت را نشان می‌دهد. به‌طوری که شکل ۳(الف) نشان‌دهنده نمونه در حالت غیر فوکوس و قبل از انتشار عددی،شکل ۳(ب) نشان‌دهنده نمونه در حالت فوکوس و بعد از انتشار عددی است و شکل ۳(ج) نمودار تباین شدت بر حسب گام‌های انتشار را نمایش می‌دهد که تعیین‌کننده عمق نمونه در حالت بیشینه تباین شدت است. شکل ۴ نیز به عنوان نمونه، مسیر حرکت پنج اسپرم را برای غلظت ۱۲۵۰ اسپرم بر میکرولیتر در سه‌بعد نمایش می‌دهد.



شکل ۳: فرآیند تحلیل تمامنگاشت: (الف) نمونه در حالت غیر فوکوس و قبل از انتشارعددی، (ب) نمونه در حالت فوکوس و بعد از انتشار عددی، (ج) نمودار تباین شدت بر حسب گام‌های انتشار.



شکل ۴: مسیر حرکت سه‌بعدی مربوط به پنج اسپرم متفاوت.

۴- نتیجه‌گیری

در این مقاله روشی مبتنی بر میکروسکوپی تمامنگاری دیجیتالی برای ردیابی سه‌بعدی اسپرم‌های گاوی ارائه شد. که با استفاده از میکروسکوپی تمامنگاری دیجیتالی روی محور و با بهره‌گیری از منبع نور همدوس این امکان را فراهم می‌کند که مسیر سه-بعدی اسپرم‌های گاوی تعیین شوند. در جدول ۱ پارامترهای حرکتی میانگین اندازه‌گیری شده برای نمونه‌های مورد بررسی در این پژوهش آمده است که به ترتیب از چپ به راست عبارتند از: سرعت در مسیرهای واقعی (Curviline ar Velocity)، سرعت در مسیر مستقیم (Straight line Velocity)، سرعت میانگین (Avrage pass Velocity)، درصد خطی بودن حرکت (Linearity)، درصد مستقیم الخط بودن حرکت (Straightn ess) و میزان تحرک اسپرم‌ها (Wobble) [۷]. این روش قادر به اندازه‌گیری پارامترهایی مثل، تحرک‌پذیری، سرعت و ضریب پخش در شرایط مختلف خواهد بود که در آینده به آن‌ها خواهیم پرداخت.

جدول ۱: انواع پارامترهای حرکتی میانگین اسپرم‌های گاوی .

VCL ($\frac{\mu m}{s}$)	VSL ($\frac{\mu m}{s}$)	VAP ($\frac{\mu m}{s}$)	LIM (%)	STR (%)	WOB (%)
۲۶۹٫۱۵	۷۹٫۹۴	۱۲۷٫۵۱	۲۹٫۷	۶۲٫۶۹	۴۷٫۳۷

مراجع

[1] M. J. Saxton and K. Jacobson. "*Sinqle-particle tracking: applications to membrane dynamics*" Annual review of biophysics and biomolecular structure, 1997.

[2] Lee, Sang-Hyuk, et al. "*Characterizing and tracking single colloidal particles with video holographic microscopy*" Optics Express, 2007.

[3] Speidel, Michael, et al. "*Three-dimensional tracking of fluorescent nanoparticles with subnanometer precision by use of off-focus imaging*" Optics Letters, 2003.

[4] T-C. Poon, J-P. Liu. "*Introduction to modern digital holography: with MATLAB*" Published in the United States of America by Cambridge University Press, New York, 2014.

[5] P. Taghilou, B. Rostami, et al. "Effects of supplementation of the Tris-egg yolk extender with n-3 polyunsaturated fatty acids (PUFAs) on frozen-thawed ram semen characteristics" Small Ruminant Research, 2017.

[6] G. Di Caprio, M. A. Ferrara, et al. "*Holographic imaging of unlabelled sperm cells for semen analysis: a review*" Journal of biophotonics, 2015.

[7] Mortimer, Sharon. T. "*CASA-practical aspect*" Journal of andrology, 2000.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

تراگسیل تراهرتزی در نانوبلور فوتونی ابررسانا شامل فراماده

اصلان ظهیری شادباد، ربابه طالب زاده*

گروه فیزیک، واحد تبریز، دانشگاه آزاد اسلامی، تبریز، ایران

چکیده - انتشار امواج الکترومغناطیسی تراهرتزی در نانوبلورهای فوتونی ابررسانا شامل فراموا‌د را با بهره گیری از مدل دو-شاره و نیز روش ماتریس انتقال بررسی کردیم. نتایج، فرکانس قطعی را نشان دادند که در فرکانس های بالاتر از آن فرکانس، اموج الکترومغناطیسی می توانند در این نانو ساختارها منتشر شود. اثر برخی از پارامترهای مربوط به فراموا‌د مانند ضخامت و ضریب گذردهی الکتریکی را مطالعه کردیم. مشاهده کردیم که ضخامت فراموا‌د همانند دمای اعمالی، فرکانس قطع را به طور موثر تنظیم می کند. این نانو ساختارها در طراحی ابزارهای اپتوالکترونیکی مفید واقع می شوند.

کلید واژه- ابررسانا، فراماده، فرکانس قطع، نانوبلور فوتونی.

THz transmittance in superconducting nano-photonic crystal containing metamaterial

Aslan Zahiri Shadbad, Robabeh Talebzadeh

Department of Physics, Tabriz Branch, Islamic Azad University, Tabriz, Iran

Abstract- Electromagnetic waves transmission at THz in superconducting nano-photonic crystsls containing metamaterials has been theoretically investigated based on the transfer matrix method together with two-fluid model. The results show the existence of a cutoff frequency in such structures. Electromagnetic wave is allowed to propagate through the structure when its frequency is higher than cutoff frequency. We studied the effect of some parameters of metamaterials such as the thicknesses and electric permeability coefficient. It is seen that this cutoff frequency can be efficiently tuned dependent on thicknesse of metamaterials, and the operating temperature as well. These structures can be useful in design of optoelectronic devices.

Keywords: cutoff frequency, metamaterial, nano-photonic crystsl, superconductor.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

۱- مقدمه

بلورهای فوتونی دارای کاربردهای عملی وسیعی در شاخه های مختلف از جمله در حوزه الکترونیک و فوتونیک هستند. با انتشار دو مقاله مهم از یابلونویچ و جان در سال ۱۹۸۷ بلورهای فوتونی معرفی شدند [۱-۲]. بلور هایی که به واسطه آرایش تناوبی شان، امواج الکترومغناطیسی با فرکانس های معین در آنها انتشار نمی یابد. این ویژگی بلورهای فوتونی را برای مطالعه مهم کرده است بلورهای فوتونی به علت ساختار لایه ای متناوب در یک، دو و یا سه بعد خواص اپتیکی منحصر به فرد و بسیار کاربردی از خود بروز می دهند. قابلیت تنظیم پذیری طیف تراگسیلی بلورهای فوتونی از ویژگی های اساسی آنهاست که با کنترل خواص اپتیکی مواد استفاده شده در طراحی بلور فوتونی حاصل می شود. بنابراین مواد با خواص اپتیکی قابل کنترل بسیار قابل توجه اند از جمله این مواد می توان به ابررساناها و نیز فرامواد اشاره کرد [۳-۴].

فرا مواد که اولین با در سال ۱۹۶۷ توسط وسلاگو پیش بینی شدند[۳]، ساختاری مصنوعی دارند و در سال های اخیر در بلورهای فوتونی مورد استفاده قرار گرفته اند. این مواد دارای ضرایب گذردهی و تراوایی منفی و در نتیجه ضریب شکست منفی هستند. در این مواد بر خلاف مواد موجود در طبیعت، بردار میدان الکتریکی و بردار میدان مغناطیسی و بردار موج یک دستگاه چپگرد را تشکیل می دهند، که از این رو مطالعه انتشار امواج الکترومغناطیسی در این مواد حائز اهمیت است [۳]. از طرفی با توجه به جذب پایین ابررساناها نسبت به فلزات و در نتیجه اتلاف پایین آنها، بلورهای فوتونی حاوی مواد ابررسانا بسیار قابل توجه اند [۴].

هردو نوع بلورهای فوتونی ابررسانا و نیز بلورهای فوتونی چپگرد به طور مجزا فراوان مطالعه شده اند [۴-۵]. با توجه به خواص اپتیکی منحصر به فرد هر دو گروه مواد ابررسانا و فرامادە، در این مقاله نانو بلورهای فوتونی با تناوب دوتایی ابررسانا -فرامادە را مطالعه کردیم و طیف تراگسیل این بلور های فوتونی را با بهره گیری از روش ماتریس انتقال بررسی کرده و پاسخ اپتیکی این نانو ساختار های لایه ای را بنا بر نوع و ضخامت لایه ها و ... مورد بررسی قرار می دهیم.

۲- ساختار و فرمول بندی مساله

یک نانوساختار لایه ای یک بعدی را در نظر می گیریم که هر تناوب آن شامل یک سلول دوتایی از مواد ابررسانا و فرامادە می باشد که N بار در کنار هم قرار داده شده اند. این نانوبلور فوتونی را به اختصار $(M\text{-}S)^N$ می نامیم. طرحواره شماتیک از نانوساختار مورد مطالعه در شکل ۱ نشان داده شده است. در ارتباط با لایه های ابررسانا، بیشتر خواص مواد ابررسانا را می توان توسط مدل دو شاره ای توصیف کرد [۴]. اگر نمونه را بدون اتلاف در نظر بگیریم رسانندگی کاملاً موهومی بوده و به تبع آن ضریب شکست لایه ابررسانا با استفاده از مدل دو شاره ای و تقریب های اعمالی و استفاده از عمق نفوذ لندن در حالت دمای غیر صفر و بدون اتلاف از رابطه زیر بدست می آید[۴]:

$$n_s(\omega,\mathrm{T}) = \sqrt{\varepsilon_s(\omega,\mathrm{T})} = \sqrt{1-\frac{1}{\omega^2\mu_0\varepsilon_0\lambda_L^2}} \qquad (۱)$$

که $\lambda_L \equiv \lambda_0 / \sqrt{1-(\frac{T}{T_c})^2}$ و λ_0 عمق نفوذ لندن در دمای صفر درجه کلوین و $\mathrm{T_c}$ دمای بحرانی ابررسانا می باشد.

روش مطالعه ما، روش ماتریس انتقال است. بر اساس این روش با استفاده از شرایط مرزی برای پیوستگی مولفه های میدان الکتریکی و مغناطیسی، می توان عناصر دامنه های تابشی و بازتابشی در دو نقطه به فاصله Δz در هر یک از لایه های نانوساختار را توسط ماتریسی بهم مربوط ساخت که این ماتریس مشهور به ماتریس انتقال می باشد[۴]:

$$M_j = \begin{bmatrix} \cos(\mathrm{k_z}^j \Delta z) & \frac{1}{iq_j}\sin(\mathrm{k_z}^j \Delta z) \\ iq_j \sin(\mathrm{k_z}^j \Delta z) & \cos(\mathrm{k_z}^j \Delta z) \end{bmatrix}, \qquad (۳)$$

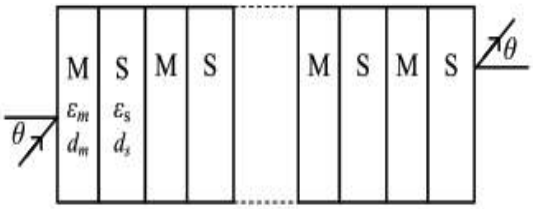
که در آن $k_z{}^j = (\omega/c)\sqrt{\varepsilon_j\mu_j}\sqrt{1-(\sin^2\theta/\varepsilon_j\mu_j)}$ مولفه z بردار موج در هر یک از لایه ها می باشد و $q_j = (\sqrt{\varepsilon_j}/\sqrt{\mu_j})\sqrt{1-(\sin^2\theta/\varepsilon_j\mu_j)}$. بنابراین ماتریس انتقال کل برای نانوبلور فوتونی دو لایه مورد مطالعه عبارتست از:

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

$$M = (M_1 M_2)^N \quad (۴)$$

که در آن M_1 ماتریس انتقال مربوط به لایه فراماده و M_2 ماتریس انتقال مربوط به لایه ابررسانا می باشد. تراگسیلندگی نانوساختار $T(\omega,r) = |t(\omega,r)|^2$ مطابق رابطه زیر وابسته به عناصر ماتریس انتقال کل ساختار مبی باشد.

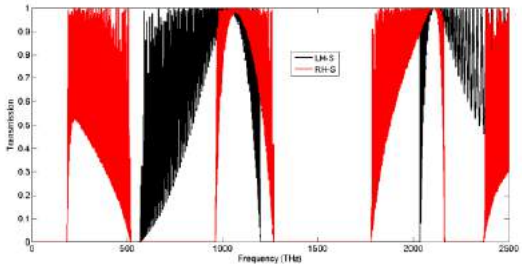
$$t(\omega,r) = \frac{2}{(M_{22}+M_{11}) - i(M_{12}+M_{21})} \quad (۵)$$



شکل ۱: نانوبلور فوتونی ابررسانا شامل فراماده $(M\text{-}S)^N$

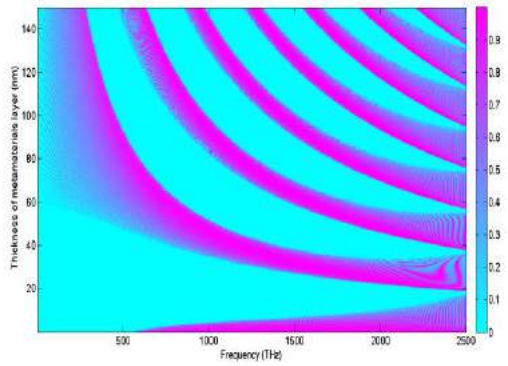
۳- بحث و نتایج

نانوساختار لایه ای $(M\text{-}S)^N$ متشکل از N=100 تناوب دوتایی لایه ابررسانا-لایه فراماده مطابق شکل ۱ در نظر می گیریم. لایه ابررسانا را از جنس Nb با ضخامت $d_s = 60nm$ انتخاب کردیم که دمای بحرانی آن $T_C = 9.2K$ و عمق نفوذ لاندن آن $\lambda_0 = 83.4nm$ می باشد. لایه های فراماد در نانوساختار را بدون اتلاف و با ضخامت $d_m = 45nm$ در نظر گرفتیم. فرض کردیم ضریب گذردهی الکتریکی لایه های فراماده $\varepsilon_m = -10$ و ضریب تراوایی آنها $\mu_m = -1$ باشد.



شکل ۲: مقایسه طیف تراگسیل نانوبلور فوتونی ابررسانا $(D\text{-}S)^N$ با $(M\text{-}S)^N$

مطابق شکل ۲ با در نظر گرفتن ضخامت های معینی از لایه ابررسانا $d_s = 60nm$ ولایه فراماده $d_D = 45nm$، طیف تراگسیل نانوساختار لایه ای را در دمای اعمالی $T = 4.2K$ رسم کردیم. گاف باندی درفرکانس های پایین و نیز گاف باند فوتونی در گستره طیفی 1200-2036 THz مشاهده کردیم بار دیگر با جایگزینی دی الکتریکی بجای فراماده با همان ضخامت طیف را رسم کردیم. نتیجه گرفتیم که نانوساختار مورد مطالعه فرکانس قطعی در حوالی $190(THz)$ دارد و همچنین علاوه بر گافی که در فرکانس های پایین ظاهر شده سه گاف باند براگ نیز دارد. که یکی از گاف ها همپوشانی خوبی با گاف حاصل از نانوبلور فوتونی ابررسانا شامل فراماده دارد این گاف در گستره $1266-1776(THz)$ قرار دارد.



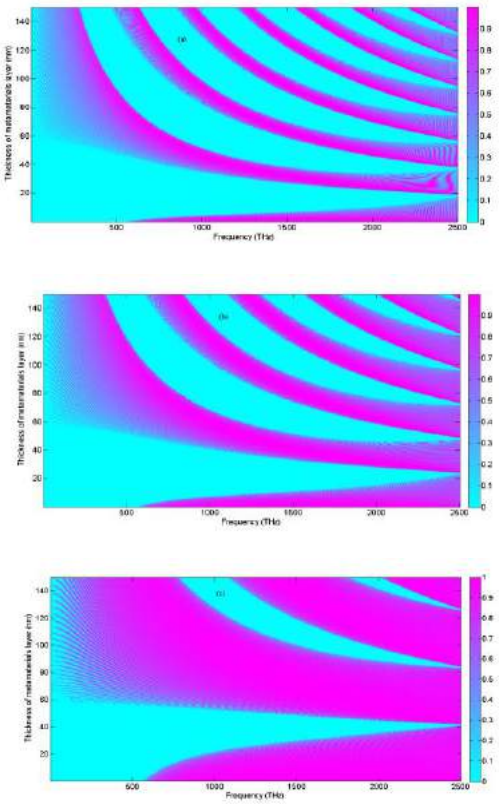
شکل ۳: تاثیر ضخامت فراماده در طیف تراگسیل نانوبلور فوتونی ابررسانا شامل فراماده

با توجه به منشا گاف های فوتونی در بلورهای فوتونی به نظر می رسد که ضخامت فراموا گاف های فوتونی را تحت تاثیر قرار دهد بنابراین به ازای ضخامت های مختلف فراموا طیف تراگسیل نانوبلور فوتونی را مطابق شکل ۳ رسم کردیم و تغییرات عمده ای را در مقدار فرکانس قطع ساختار و نیز گستره طیفی گاف بر حسب تغییرات ضخامت فراموا مشاهده کردیم طوری که با کاهش ضخامت فراموا تا 20nm، فرکانس قطع تا حوالی 2300THz جابجا می شود و گاف باند فوتونی دوم دیگر قابل مشاهده نیست در حالی که با افزایش ضخامت فراموا تا 90 nm بر تعداد گاف ها افزوده می شود ضمن آنکه گاف اولی در حال ناپدید شدن است. بنظر می رسد افزایش ضخامت لایه فراموا و به سبب آن تغییر اختلاف راه نوری منجر به تشکیل باند گاف های دیگر و نابودی گاف اول در طیف تراگسیل نانو بلور فوتونی می شود. به

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

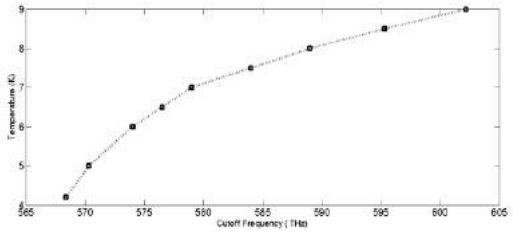
ازای سایر ضخامت ها، واضح است که با افزایش ضخامت فراماد بر تعداد باند گاف ها افزوده می شود.

از خواص منحصر بفرد مواد می توان به ضریب شکست آنها اشاره کرد. بنابراین وابستگی طیف تراگسیل نانوبلور را به ضریب گذردهی فراماد مطالعه کردیم و این وابستگی را مطابق شکل ۴ رسم نمودیم. ضخامت لایه ها را ثابت در نظر گرفتیم. تغییرات ضریب گذردهی فراماد مشابه ضخامت آن، تاثیر عمده ای در تعداد و نیز فرکانس قطع نانو بلور فوتونی دارد. از آنجایی که پارامتر ضخامت و ضریب شکست دو پارامتر و مشخصه مهم بلورهای فوتونی است که از طریق رابطه براگ (که تعیین کننده محل گاف ها ی فوتونی در بلورهای فوتونی می باشد) در محل تشکیل گاف ها تاثیر گذار هستند. در واقع با تغییر ضریب گذردهی فراماد، جنس لایه تشکیل دهنده بلور فوتونی عوض می شود طوری که بنظر می رسد که با نانوبلور فوتونی دیگری سروکار داریم.



شکل۴: تاثیر ضریب گذردهی فراماده در طیف تراگسیل نانوبلور فوتونی ابررسانا شامل فراماده^{N}(M-S) برحسب ضخامت فراماده الف) $\varepsilon_m=-10$ ب) $\varepsilon_m=-6$ و ج) $\varepsilon_m=-2$

از آنجایی که ضریب شکست لایه ابررسانا تابعی از دما می باشد برای بررسی تاثیر ضریب شکست لایه ابررسانای موجود در ساختار بر روی طیف تراگسیل نانوبلور فوتونی کافیست که دمای اعمالی را تغییر دهیم. بنابراین با در نظر گرفتن ضخامت های معین از لایه ابررسانا طیف تراگسیل نانوبلور فوتونی را بررسی کردیم. نمودار تغییرات فرکانس قطع نانو ساختار را بر حسب دمای اعمالی در شکل ۵ رسم کردیم که این تغییرات افزاینده هست.



شکل ۵: تاثیر دمای اعمالی در فرکانس قطع نانوبلور فوتونی

۴- نتیجه گیری

حضور فراماده در نانوبلور فوتونی ابررسانا باعث افزایش پهنای باند گاف های نانوساختار می شود طوری که در گستره $1266-1776(THz)$ باند گاف های این دو نانو ساختارها باهم همپوشانی دارند. علاوه بر آن فرکانس قطعی در چنین ساختارهایی وجود دارد که با افزایش ضریب گذردهی و ضخامت لایه های فراماد بسمت فرکانس های کوچکتر جابجا می شود. اما بسته به پارامترهای مختلف نانوساختار، فرکانس قطع آنها در گستره $570-600(THz)$ رخ می دهد. نتایج نشان داد که با افزایش دمای اعمالی تا نزدیکی دمای بحرانی ابررسانا، فرکانس قطع نانو ساختار به سمت فرکانس های بالاتر جابجا می شود.

مراجع

[1] E. Yablonovich, “Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics”, Phys. Rev. Lett. 58, 2059-2062, 1987.

[2] S. John, “Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices”, Phys. Rev. Lett. 58, 2486-2489, 1987.

[3] V. G. Veselago, Sov. Phys. Uspekhi, 10, 1968.

[4] H. F. Zang, S. B. Liu and H. Yang, “Omnidirectional photonic band gaps in one-dimensional ternary superconductor-dielectric photonic crystals based on a new Thue-Morse aperiodic structure,” J. Supercond. Nov. Magn 27, 41-52, 2014.

[5] S. K. Srivastava, A. Aghzamali, “Study of optical reflectance properties in 1D annular photonic crystal containing double negative (DNG) metamaterials”, *Physica, B* 489, 67–72, 2016

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد

نانولیزر پلاسمونیکی مبتنی بر نانومیله، جهت استفاده به عنوان منبع پلاسمونی تعبیه شده در موجبر

محمد حسین مطوس و عباس ظریفکار

ایران، فارس، شیراز، بولوار زند، دانشگاه شیراز، دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر، بخش مخابرات و الکترونیک

چکیده - یکی از موانع کاهش ابعاد لیزرها حد پراش است که در یک بعد، تقریبا برابر نصف طول موج انتشار یافته توسط لیزر می‌باشد. پژوهشگران در سال های اخیر با استفاده از پلاسمون سطحی موفق به غلبه بر حد پراش شده‌اند و این خاستگاه طراحی نانولیزرهای پلاسمونیک یا همان اسپیسرها می باشد. یکی از مشکلات پیش‌رو، راندمان تزویج کم اسپیسرها است که با استفاده از پیکربندی منبع پلاسمونیک تعبیه شده در موجبر یا کاواک درون خط تا حدودی قابل حل است. از این‌رو در این پژوهش یک نانولیزر پلاسمونیکی مبتنی بر ساختار موجبری نیمه هادی – عایق – فلز – عایق – نیمه هادی با قابلیت استفاده به عنوان منبع پلاسمونی تعبیه شده در موجبری متشکل از سه نانومیله ی جفت شده، طراحی و بررسی شده است. شبیه‌سازی‌های انجام شده به روش اجزاء محدود نشان می‌دهند که اضافه کردن یک نانومیله نیمه هادی به نانولیزر پلاسمونیکی پیشنهاد شده ی پیشین، عملکرد مناسب‌تری را به ارمغان می‌آورد. به عنوان مثال ساختار جدید در شعاع $40\ nm$ و ضخامت عایق بیشتر از $7/8\ nm$، همزمان آستانه و پهنه مد بهنجار شده کوچکتری دارد که آن را به عنوان منبع نوری تعبیه شده در موجبر مناسب می سازد.

کلید واژه- اسپیسر، نانولیزر پلاسمونیکی، نانوکاواک‌های تعبیه شده در موجبر، نانومیله های جفت شده

An Appropriate Nanorod-Based Plasmonic Nanolaser for Utilizing as a Waveguide-Integrated Plasmon Source

Mohammad Hossein Motavas and Abbas Zarifkar

Department of Communications and Electronics, School of Electrical and Computer Engineering, Shiraz University, Shiraz, Iran

Abstract- One of the leading obstacles in scaling down semiconductor lasers in all three dimensions is the diffraction limit. Experimental results show that plasmonic cavities can overcome this great challenge. However, one of the main problems is how to utilize these structures more efficiently as integrated devices in optoelectronic and plasmonic circuits since they have low coupling efficiency. One solution is to benefit metal-insulator-semiconductor (MIS) nanostructures with inline or waveguide-integrated nanocavities to achieve higher coupling efficiency. In this paper, a plasmonic nanolaser based on semiconductor-insulator-metal-insulator-semiconductor (SIMIS) nanostructure is proposed and investigated. This structure is suitable for utilizing as a waveguide-integrated nanocavity in a hybrid plasmonic waveguide based on coupled nanorods. Simulation results based on the finite element method (FEM) show that the presented structure with a radius of 40 nm and insulator layer thickness of more than 8.7 nm has lower threshold and simultaneously lower normalized mode area at the lasing wavelength of 490 nm compared to the previously reported MIS nanostructure with the same parameters. So, the SIMIS based spaser may result in a proper performance as a waveguide-integrated plasmon source.

Keywords: Coupled nanorods, plasmonic nanolaser, spaser, waveguide-integrated nanocavities.

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

An Appropriate Nanorod-Based Plasmonic Nanolaser for Utilizing as a Waveguide-Integrated Plasmon Source

M. H. Motavas

m.motavas@shirazu.ac.ir

A. Zarifkar

zarifkar@shirazu.ac.ir

1 Introduction

The concept of spaser was explained by Bergman and Stockman in 2003 [1]. A successful laboratory sample of SPP-based spaser or plasmonic nanolaser was created by Oulton et al. at the lasing wavelength of 490 nm [2]. The structure was based on metal-insulator-semiconductor (MIS) platform in which a semiconductor nanorod is placed on a metal film with an insulator gap. The semiconductor nanorod acts as the gain medium and its end facets form a microscale Fabry–Pérot cavity [3]. In 2010, Zhu investigated the modal properties of this MIS structure at the same wavelength [4]. Similar MIS based structures have also been presented in recent years [5]. The idea of using more than one nanorod in a MIS waveguiding structure was proposed by Bian et al. in 2012 [6]. After that, they introduced a plasmonic nanolaser based on two coupled nanorods by using a CdS nanorod as semiconductor gain material alongside a core-shell structure with Ag as metallic core and MgF_2 as insulator shell [7]. Despite significant advances in design and fabrication of spasers, their integration within practical optoelectronic and plasmonic circuits remains a challenging issue due to inefficient coupling to waveguides. To resolve this problem, one can utilize waveguide-integrated or in-line nanocavities [8]. It is shown that utilization of a planar waveguide-integrated nanoscale plasmon source can realize high coupling efficiency of $\sim 60\%$ and a small footprint of $\sim 0.06\ \mu m^2$ which is suitable for dense integration [9]. In this work, we propose and analyze a nanorod based plasmonic nanolaser with semiconductor-insulator-metal-insulator-semiconductor (SIMIS) structure. Although there is a compromise between the normalized mode area and the lasing threshold, by adding an extra semiconductor nanorod as a gain medium to a MIS structure, we can achieve a lower normalized mode area and at the same time, a lower threshold. So, the presented nanolaser has the capability of using as a practical SPP source due to its proper characteristics. The remainder of this paper is organized as follows. In section 2, the structure of nanolaser is introduced. In section 3, the simulation results are presented and analyzed. The paper is concluded in section 4.

2 The Plasmonic Nanolaser Structure

The three dimensional schematic of our proposed spaser and its cross-sectional view are shown in Fig. 1 (a) and (b), respectively. As shown in this figure, a core-shell structure with Ag as metallic core and MgF_2 as insulator shell is placed between two CdS nanorods as semiconductor gain materials on MgF_2 substrate. So, this plasmonic nanolaser has a waveguide structure as semiconductor-insulator-metal-insulator-semiconductor (SIMIS). Such structure can be fabricated by using self-assembly techniques [7]. The distance between the two semiconductor nanorods and the metal core is always the same and defined as h. r_1 and r_2 are the radii of Ag and CdS nanorods, respectively. It is assumed that $r_2 = r_1 + h$. The length of three nanorods is equal and defined as L. Since Ag is used as metal, MgF_2 as insulator, and CdS as semiconductor gain material, the lasing wavelength of plasmonic nanolaser is 490 nm [2]. At this

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

wavelength, the refractive indices of Ag, MgF_2 and CdS are 0.05+3.039i, 1.4 and 2.4, respectively.

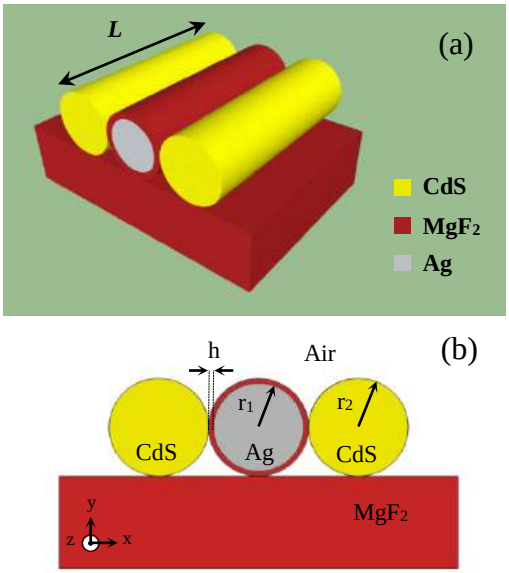


Figure 1: (a) Three dimensional schematic of the spaser (b) Cross-sectional view of the SIMIS structure.

3 Simulation Results and Analysis

In this section, first we obtain the electric field distribution at the device cross section which is shown in Fig 2 (a).

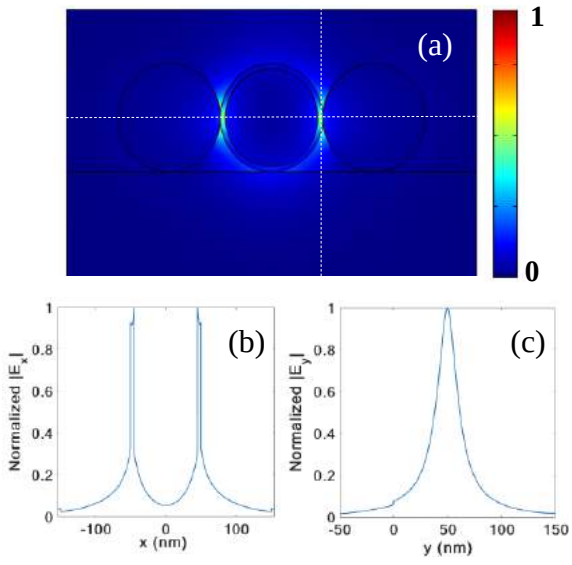


Figure 2: Normalized electric field (a) cross section distribution (b) x component (c) y component of propagated hybrid plasmonic mode in SIMIS structure.

This hybrid mode consists of the surface plasmon mode of the core-shell structure coupled to the guided modes of the semiconductor nanorods. As can be seen in Fig. 2(a), the hybrid mode is localized within the insulator spacer region. Fig 2(b) shows that the lateral coupling between the metallic core and the semiconductor nanorods causes significant field enhancement in the gap region and confines the x component of the electric field in this area. The y component of the electric field is shown in Fig. 2(c). The hybrid plasmonic mode characteristics include the mode effective index (n_{eff}), the effective propagation loss (α_{eff}), the confinement factor (Γ), and the normalized mode area (A_{eff}/A_0) [4, 7]. These characteristics in our proposed nanlolaser are shown in Fig. 3 (a) to (d), respectively, for three different values of r_2. As seen in Fig. 3 (a) and (b), the mode effective index and the propagation loss show minimum values at a given *h*.

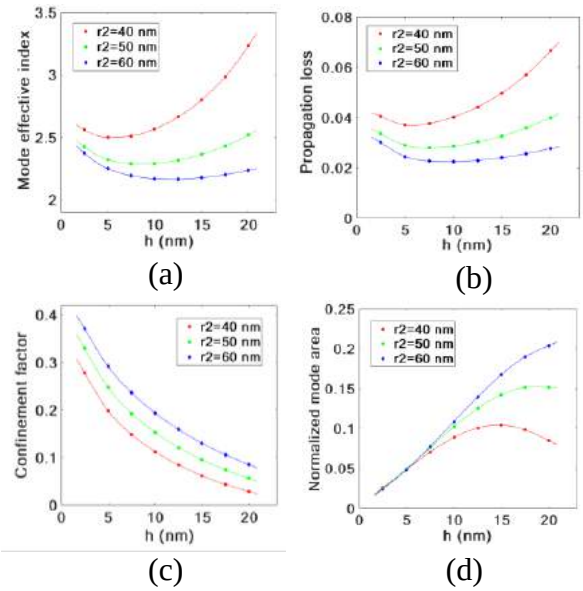


Figure 3: (a) Mode effective index (b) Propagation loss (c) Confinement factor (d) Normalized mode area of hybrid plasmonic mode in SIMIS structure.

In fact, there are two phenomena that affect n_{eff} and α_{eff}. The first one is the optical coupling between two nanorods which weakens by increasing *h* and is dominant at relatively small distances. The second one is the confinement of the electric field around the metallic core surface. When *h* increases, the latter phenomenon is dominant since the core becomes relatively small compared to *h*. On the other hand, when *h* increases, the overlap between the hybrid mode and the gain region decreases which in turn causes that the confinement factor be reduced as shown in Fig. 3 (c). The decrease of spatial confinement of the hybrid plasmonic mode will lead to increment of the effective mode area and consequently the

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

normalized mode area as shown in Fig. 3 (d). However, for larger *h* values, the electric field is more confined around the metallic core which causes that the normalized mode area to be decreased. The calculation of lasing threshold, g_{th}, in these kinds of nanorod based spasers is explained by L. Zhu in 2010 [4]. Fig. 4 depicts the lasing threshold in our study as a function of *h* for $L = 30$ μm and three different values of r_2.

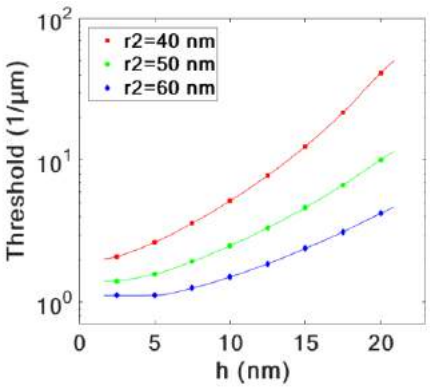


Figure 4: Lasing Threshold of SIMIS based spaser as a function of h for L = 30 μm and three different values of r2.

By increasing *h*, the propagation loss increases and the confinement factor decreases, so the lasing threshold will increase. In fact, when the overlap between the hybrid mode and the gain region decreases, the effect of propagation loss will increase that leads to increment of the lasing threshold of the hybrid plasmonic mode. According to the simulation results, by selecting proper geometric parameters as $r_2 = 40$ nm and $h = 16$ nm, the lasing threshold and the normalized mode area of the SIMIS-based nanolaser can reach 14.7 μm^{-1} and 19.3, respectively, which are relatively lower than the corresponding parameters of the MIS-based plasmonic nanolaser in Ref. [7]. Therefore, our results show that adding an extra semiconductor nanorod to the prior MIS structure is a reasonable way for using the proposed nanolaser as a waveguide-integrated plasmon source.

4 Conclusion

In conclusion, a plasmonic nanolaser based on semiconductor – insulator – metal – insulator – semiconductor structure can be a suitable choice for on chip applications. In fact, the presented SIMIS naorod based nanocavity, with the capability of being used as an in-line nanocavity, shows better threshold and mode effective area in comparison with the MIS-based nanolasers. This is accomplished by adding an extra semiconductor nanorod to metal-insulator-semiconductor structure.

References

[1] D. Bergman and M. Stockman, "Surface plasmon amplification by stimulated emission of radiation: Quantum generation of coherent surface plasmons in nanosystems," *Physical Review Letters*, vol. 90, no. 2, January 2003.

[2] R. F. Oulton, V. J. Sorger, T. Zentgraf, R. M. Ma, C. Gladden, L. Dai, G. Bartal and X. Zhang, "Plasmon lasers at deep subwavelength scale," *Nature*, vol. 461, no. 7264, pp. 629-632, October 2009.

[3] A. Yang and T. W. Odom, "Breakthroughs in Photonics 2014: Advances in Plasmonic Nanolasers," in *IEEE Photonics Journal*, vol. 7, no. 3, pp. 1-6, June 2015.

[4] L. Zhu, "Modal Properties of Hybrid Plasmonic Waveguides for Nanolaser Applications," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 22, no. 8, pp. 535-537, April 2010.

[5] J. Wang, W. Wei, X. Yan, J. Zhang, X. Zhang, and X. Ren, "Near-infrared hybrid plasmonic multiple quantum well nanowire lasers," *Optics Express*, vol. 25, Issue 8, pp. 9358-9367, April 2017.

[6] Y. Bian, Z. Zheng, X. Zhao, Y. Su, L. Liu, J. Liu, J. Zhu and T. Zhou, "Guiding of Long-Range Hybrid Plasmon Polariton in a Coupled Nanowire Array at Deep-Subwavelength Scale," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 24, no. 15, pp. 1279-1281, August 2012.

[7] Y. Bian, Z. Zheng, X. Zhao, L. Liu, Y. Su, J. Liu, J. Zhu and T. Zhou, "Nanowire based hybrid plasmonic structures for low-threshold lasing at the subwavelength scale," *Optics Communications*, vol. 287, pp. 245-249, January 2013.

[8] E. Bermúdez-Ureña, G. Tutuncuoglu, J. Cuerda, C. L. C. Smith, J. Bravo-Abad, S. I. Bozhevolnyi, A. Fontcuberta i Morral, F. J. García-Vidal, and R. Quidant, "Plasmonic Waveguide-Integrated Nanowire Laser," *Nano Letters*, vol. 17, no. 2, pp. 747-754, January 2017.

[9] K. Liu, N. Li, D. K. Sadana and V. J. Sorger, "Integrated Nanocavity Plasmon Light Sources for On-Chip Optical Interconnects," *ACS Photonics*, vol. 3, no. 2, pp. 233-242, January 2016.

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

بیست و چهارمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک و
دهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران
۹ الی ۱۲ بهمن ۹۶ - دانشگاه شهرکرد
24th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2018) and
9th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2018)
Jan 30 - Feb 1 , 2018 - Shahrekord University

جاذب پلاسمونیک باند باریک قابل تنظیم بر اساس کریستال مایع و ساختارهای مربعی از جنس طلا

رضا رشیدی‌تبار و نجمه نزهت

دانشکده مهندسی برق، دانشگاه صنعتی شیراز، شیراز، ایران

چکیده - در این مقاله جذب آرایه‌هایی از اجرام مربعی شکل از جنس طلا با اندازه‌های متفاوت در ناحیه فرو سرخ نزدیک مورد بررسی قرار می‌گیرد. در این ساختار، اجرام مربعی شکل طلا درون کریستال مایع قرار دارند. کریستال مایع از نوع 5CB است که منجر به قابل تنظیم شدن ساختار می‌شود. نقش کریستال مایع و اندازه مربع‌های طلا برروی جذب ساختار بررسی می‌شود. در ساختاری که مربع‌های طلا با دو اندازه متفاوت وجود دارد، دو قله جذب باریک بالای ٪۹۵ بدست می‌آید. برای بدست آوردن سه قله جذب، مربع های طلا با سه اندازه متفاوت درون کریستال مایع قرار داده شده است. در این صورت سه قله جذب بالای ٪۸۵ به وجود می‌آید. در ساختارهای پیشنهادی، با تغییر ضریب شکست کریستال مایع ناشی از تغییر ولتاژ در حالت‌هایی که محور اپتیکی با محور z زاویه 0° یا 90° دارد، میزان جذب درحدود ۳۰*nm* تغییر می‌کند.

کلید واژه- پلاس**۷۷۷** P a g e | مون سطحی، جاذب، کریستال مایع

Tunable Narrow Band Plasmonic Absorber Based on Liquid Crystal and Gold Squares

R. Rashiditabar and N. Nozhat

Department of Electrical Engineering, Shiraz University of Technology, Shiraz, Iran

Abstract- In this paper, the absorption of gold square arrays with different sizes is investigated in near infrared regime. The gold squares are dispersed in 5CB type of liquid crystal to make the proposed absorber tunable. It is shown that the size of gold squares plays a great role in the absorption behavior of the proposed absorber. The obtained absorptions by two different sizes of gold squares are narrow band which are more than 95%. As three different gold squares are utilized in the structure, three more than 85% absorption peaks are created. The tunability of the proposed structures is about 30 nm as the optical angle varies between 0° and 90° by the applied voltage.

Keywords: Surface plasmon, Absorber, Liquid Crystal

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

Tunable Narrow Band Plasmonic Absorber Based on Liquid Crystal and Gold Squares

R. Rashiditabar

r.rashiditabar@sutech.ac.ir

N. Nozhat

nozhat@sutech.ac.ir

1 Introduction

Surface plasmons (SPs) are caused by the interaction of light and electrons near the surface of metals leading to an evanescent wave along the metal surface. SPs can be excited in sub-wavelength metallic structures leading to photonic circuit miniaturization. In this case, a branch of photonics called plasmonics is introduced to study and develop the SP devices. There are different plasmonic devices to be used in photonic circuits such as waveguides, couplers and absorbers [1,2].
Plasmonic absorbers are utilized in different applications such as solar cells [3]. In [4] a plasmonic dual and triple narrow band absorber has been designed that an array of gold squares has been fabricated to create three near perfect absorption peaks in near and intermediate infrared regions. Chen *et al.* have fabricated plasmonic dual band perfect absorber based on gold cross-shaped patterns at near infrared frequencies [5]. The mentioned structures suffered from post fabrication tunability. In this case, materials such as liquid crystals (LCs) have been investigated to fabricate active devices with post fabrication tunability [6]. LC is an anisotropic material with interesting optoelectronic features. The interaction of LC and plasmonic structures has been studied by many researchers. There are various plasmonic structures such as plasmonic LC colour filters [7] and absorbers [8,9] that LC made them tunable. In [8], two tunable narrowband absorption peaks are created by nanodisks. Su *et al.* have proposed a tunable wideband plasmonic absorber which is sensitive to the angle and size of nanorods dispersed in LC [9]. In the mentioned tunable absorbers, localized surface plasmon resonance (LSPR) gave rise the absorption in the structures. Therefore, tunable plasmonic absorbers which are less complicated to fabricate are of great interest to plasmonic researchers.
In this paper, two tunable narrow band plasmonic absorbers are proposed that consist of gold squares dispersed in 5CB type of LC. The investigated absorbers are tunable by LC while different square sizes create different absorption peaks.
The rest of the paper is as follows. In Section 2, the materials and structures of the proposed absorbers are described. The simulation method is investigated in Section 3. In Section 4, the paper is concluded.

2 The structures of the proposed absorbers

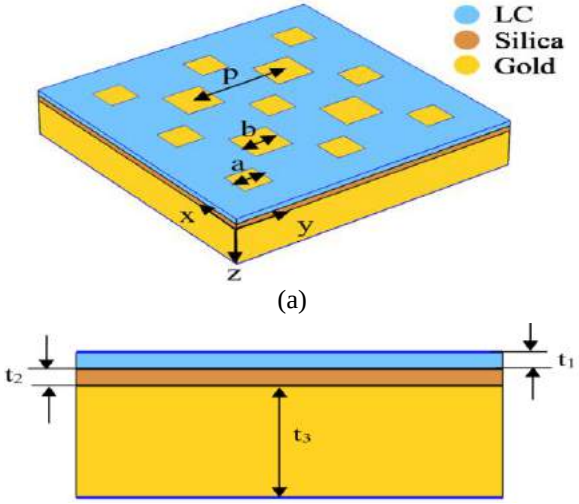
The schematic view of the proposed absorber by two gold squares is depicted in Fig. 1. The gold squares with a thickness of h=30 nm are dispersed in LC with a thickness of t_1=30 nm and both are placed on a silica layer with a thickness of t_2=30 nm. There is a gold substrate with a thickness of t_3=200 nm to block any wave leakage under the silica layer. The lengths of the gold squares are a=150 nm and b=200 nm. The distance of adjacent gold squares is denoted by p=500 nm.
The permittivity of gold is described by Johnson and Christy [10] data while Lemarchand data is used to simulate the SiO_2 [11]. The refractive index of LC is described by a second ranked tensor as [12]:

$$\varepsilon = \begin{pmatrix} n_o^2\cos^2\phi + n_e^2\sin^2\phi & 0 & (n_o^2 - n_e^2)\sin\phi\cos\phi \\ 0 & n_o^2 & 0 \\ (n_o^2 - n_e^2)\sin\phi\cos\phi & 0 & n_e^2\cos^2\phi + n_o^2\sin^2\phi \end{pmatrix} \quad (1)$$

where n_e and n_o are ordinary and extraordinary

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

refractive indices, and ϕ is the angle between the optical and z-axes.



(a)

(b)

Fig. 1. (a) The schematic view and (b) side view of the proposed absorber when 2 different square sizes are utilized in the structure.

Furthermore, if LC is illuminated by a linearly polarized plane wave, the effective refractive index is defined as [12]:

$$n_{eff} = \frac{n_e n_o}{\sqrt{n_e^2 \cos^2\phi + n_o^2 \sin^2\phi}} \qquad (2)$$

The refractive indices of LC are chosen according to data in [13].

3 The Simulation procedure

The finite element method (FEM) is used to simulate our proposed absorbers. The structure, shown in Fig. 1, is illuminated by an x-polarized plane wave. In our simulations, the absorption is calculated by A=1-R-T, where A, R and T are the absorption, the reflectance and the transmittance, respectively. The transmittance of the structure is zero due to the thickness of the gold substrate. The absorption spectra of the mentioned structure are depicted in Fig. 2 for $\phi = 0^o$ and $\phi = 90^o$.

The LSPRs occur at the peak absorption wavelengths of λ_1=1.124 μm and λ_2=1.35 μm as $\phi = 0^o$, $\lambda_1^{'}$ =1.155 μm and $\lambda_2^{'}$ =1.39 μm as $\phi = 90^o$. The electric field amplitude $(|\mathbf{E}|)$ distributions of the LSPRs at the resonance wavelengths of λ_1 and λ_2 are shown in Fig. 3 when $\phi = 0^o$.

The variation of the applied voltage to the LC by the substrate leads to the change of ϕ (optical axis) of the LC molecules that gives rise to the LC refractive indices adjustability and makes the structure tunable.

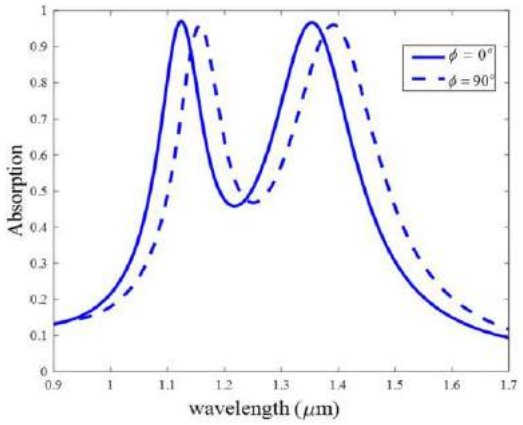
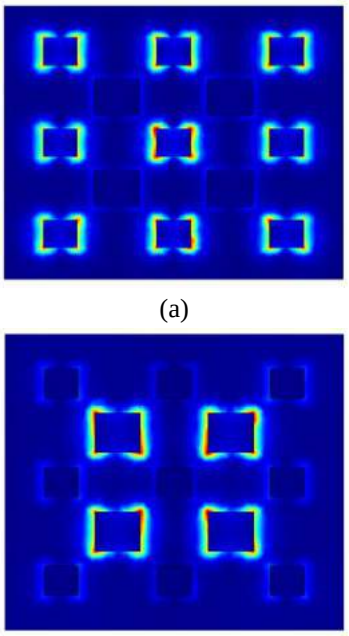


Fig. 2. The absorption spectra of the plasmonic absorber of Fig. 1 for $\phi = 0^o$ and $\phi = 90^o$.



(a)

(b)

Fig. 3. The electric field amplitude distributions at the resonance wavelengths of (a) λ_1=1.124 μm and (b) λ_2=1.35 μm for $\phi = 0^o$.

It is possible to have three narrow band absorption peaks by three different sizes of gold squares. Therefore, a structure with three gold squares is proposed with the same thickness of gold squares (h=30 nm) and a=120 nm, b=140 nm and c=160 nm. The distance between adjacent gold squares is denoted by p=610 nm. The scheme of the absorber is depicted in Fig. 4.

The absorption spectra of the structure with three gold squares are shown in Fig. 5.

As it is clear, there are three absorption peaks at λ_1=1.005 μm, λ_2=1.064 μm and λ_3=1.125 μm wavelengths when $\phi = 0^o$.

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

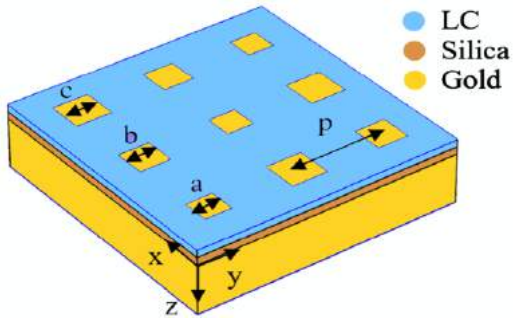


Fig. 4. The schematic view of the proposed structure when 3 different square sizes are utilized in the structure.

Also, the absorption peaks are $\lambda_1^{'}=1.035\ \mu$m, $\lambda_2^{'}=1.09\ \mu$m and $\lambda_3^{'}=1.155\ \mu$m as $\phi=90^o$. The structures have a tunability of about 30 nm which is caused by LC.

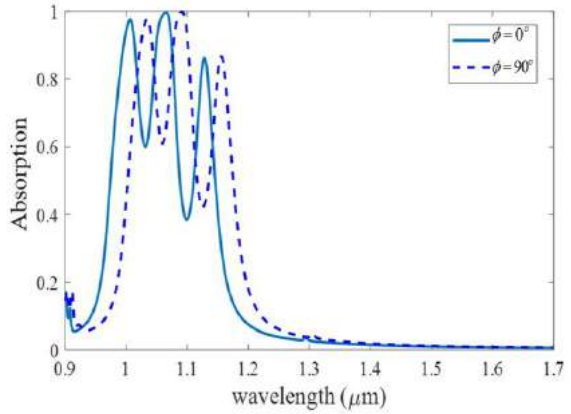


Fig. 5. The absorption spectra of the plasmonic absorber of Fig. 4 for $\phi=0^o$ and 90°.

As an example, the corresponding LSPRs of the gold squares at λ_1=1.005 μm when $\phi=0^o$ is illustrated in Fig. 6. It is obvious that the smaller squares resonate at shorter wavelength.

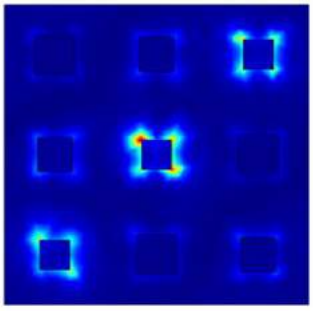


Fig. 6. The electric field amplitude distribution at the resonance wavelength of λ_1=1.005 μm for $\phi=0^o$.

4 Conclusion

In this paper, two narrow band tunable plasmonic absorbers are proposed. The absorbers are proposed by two and three different sizes of gold squares. The absorption of the structures is due to the plasmon resonances of the gold squares dispersed in the LC. In this case, there are two and three absorption peaks while they are tunable due to the tunability of the LC by applied voltage. The absorption spectra for the structure with two and three gold squares are above 95% and 85%, respectively.

References

[1] J. Tian, S. Yu, W. Yan, and M. Qiu, "Broadband high-efficiency surface-plasmon-polariton coupler with silicon-metal interface," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 95, no. 1, p. 013504, 2009.

[2] J. Hao, J. Wang, X. Liu, W. J. Padilla, L. Zhou, and M. Qiu, "High performance optical absorber based on a plasmonic metamaterial," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 96, no. 25, p. 251104-1-, 2010

[3] V. E. Ferry, L. A. Sweatlock, D. Pacifici, and H. A. Atwater, "Plasmonic nanostructure design for efficient light coupling into solar cells," *Nano Lett.*, vol. 8, no. 12, pp. 4391-4397, 2008.

[4] B. Zhang, J. Hendrickson, and J. Guo, "Multispectral near-perfect metamaterial absorbers using spatially multiplexed plasmon resonance metal square structures," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 30, no. 3, pp. 656-662, 2013.

[5] K. Chen, R. Adato and H. Altug, "Dualband perfect absorber for multispectral Plasmon-Enhanced infrared Spectroscopy," *ACS Nano*, vol. 6, pp. 7998-8006, 2012.

[6] D. K. Yang, *Fundamentals of Liquid Crystal Devices*. John Wiley & Sons, 2014.

[7] Y. Wang, "Voltage induced color selective absorption with surface plasmons," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 67, no. 19, pp. 2759-2761, 1995.

[8] Y. Zhao, Q. Hao, Y. Ma, M. Lu, *et al.*, "Light-driven tunable dual-band plasmonic absorber using liquid-crystal-coated asymmetric nanodisk array," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 100, no. 5, p. 053119, 2012.

[9] Z. Su, J. Yin, and X. Zhao, "Soft and broadband infrared metamaterial absorber based on gold nanorod/liquid crystal hybrid with tunable total absorption," *Sci. Reports*, vol. 5, no. 5, pp. 1-9. 2015.

[10] P. B. Johnson and R. W. Christy, "Optical constants of the noble metals," *Phys. Rev. B*, vol. 6, no. 12, pp. 4370-4379, 1972.

[11] L. Gao, F. Lemarchand, and M. Lequime, "Exploitation of multiple incidences spectrometric measurements for thin film reverse engineering," *Opt. Express*, vol. 20, no. 14, pp. 15734-15751, 2012.

[12] M. Dridi and A. Vial, "FDTD modeling of gold nanoparticles in a nematic liquid crystal: quantitative and qualitative analysis of the spectral tunability," *J. Phys. Chemistry C*, vol. 114, no. 21, pp. 9541-9545, 2010.

[13] J. Li, C. H. Wen, S. Gauza, R. Lu, and S. T. Wu, "Refractive indices of liquid crystals for display applications," *J. Disp. Technol.*, vol. 1, no. 1, pp. 51-61, 2005.

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

بیست و چهارمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک و
دهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران
۱۰ الی ۱۲ بهمن ۹۶ - دانشگاه شهرکرد
24th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2018) and
9th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2018)
Jan 30 - Feb 1 , 2018 - Shahrekord University

بررسی سه بعدی اثرات تغییر دما و ماده انتقال دهنده حفره بر عملکرد سلول خورشیدی پروسکایت

سوما زندی[۱]، محمد رزاقی[۱]

۱. گروه مهندسی برق، دانشکده مهندسی، دانشگاه کردستان، سنندج

چکیده - اخیرا سلول‌های خورشیدی مبنی بر ارگانو متال هالید پروسکایت‌ها، پیشرفت‌های چشمگیری داشته‌اند. این ساختارها ویژگی‌هایی همچون چگالی نقص پایین، قابلیت تحرک بالای حامل‌ها و طیف جذبی گسترده، را دارا هستند. در این مقاله، تکنیک عددی سه بعدی تفاضل‌های محدود، برای شبیه سازی سلول‌های خورشیدی پروسکایت مسطح، استفاده شده است. مدل تلفیقی الکتریکی و نوری برای تشخیص پارامترهای کلیدی سلول خورشیدی شبیه‌سازی شده استفاده می‌شود. تأثیر تغییرات دما، و جایگزینی ماده‌ی CuSCN با ماده‌ی Cu_2O بر عمل‌کرد سلول-های خورشیدی بررسی شده است. تغییر ماده‌ی ذکر شده منجر به تغییر J_{sc} و FF شده است. با توجه به نتایج شبیه سازی‌ها، بهترین بازده ٪ ۱۴/۳۲ برای سلول خورشیدی حاصل می‌شود.

کلید واژه- سلول خورشیدی، پروسکایت، دما، شبیه سازی سه بعدی و HTM.

3D Investigation of Temperature and Hole Transport Material Variation on Performance of Perovskite Solar Cell

Soma Zandi[1], Mohammad Razaghi[1]

[1]Dept. of Electrical Eng., School of Engineering, University of Kurdistan, Sanandaj, Iran

email address: soma.zandi@gmail.com and mrazaghi@gmail.com

Abstract- Recently, organo-metal halide perovskite solar cells based on planar architecture have demonstrated an exceptional progress These structures show lower defect density, high carrier mobility, and broader absorption spectra in compare to other solar cells. In this work a 3D finite element method (FEM) technique is used to simulate a planer perovskite solar cell. Coupled electrical-optical modeling is constructed to fully characterize the proposed device. We investigate variation of short circuit current (J_{sc}), open circuit voltage (V_{oc}) and fill factor (FF) in different temperature ranges (280-340 K). Also, the effect of material replacement (Cu_2O material instead of CuSCN), as hole transport material (HTM), has been investigated on solar cell performance. It is caused to change Jsc. Based on the result the best PCE is 14.32%. These simulation results open up a way to find accurate design parameters in solar cell with best performance.

Keywords: Solar cell, perovskite, temperature, 3D simulation and HTM

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

1 Introduction

Nowadays, Solid-state organo-metal halide perovskite solar cells (PSCs) have revolutionized solar cell industry. This new kind of solar cell such as MAPbX3 (MA= CH3NH3+; X = Cl^-, Br^-, I) has demonstrated an exceptional progress in solar cell power conversion efficiency (PCEs) from 3.81% for $MAPbI_3$ to over 20% [1, 2, 4]. high carrier mobility [3, 4], Long carrier diffusion length [3, 4], and long absorption coefficient [3, 4] are promising characteristics of perovskite materials..

Device simulation gives a better description of physical mechanism in solar cells. However, the number of reported simulations in this field are few. Therefore, in this work we present a three-dimensional (3D) PSC based on the finite-element method (FEM) from the "COMSOL Multiphysics" software package. Firstly**,** we validate our simulation results with previous experimental investigations [5]. Then, the effect of temperature variation and hole transport material (HTM) changes, are examined. It is shown that these variations, have an effective role on design of high PCE PSCs.

2 Theory and modelling

A schematic of the solar cell structure has been represented in Fig. 1. As it can be seen in this figure, a n-i-p solar cell with TiO_2 n-type layer as electron transport material (ETM) layer, $CH_3NH_3PbI_3$ as intrinsic layer and CuSCN p-type layer as HTM layer, is considered. Firstly, presented model is validated with previously published work [5]. Proposed n-i-p PSC structural parameters are taken as follow: a width of 250nm and a depth of 250 nm. Also, the structure includes five layers of: Air (500 nm thick), FTO (50 nm), TiO_2(90 nm), CH_3 NH_3 PbI_3(200 nm), CuSCN (600 nm,) and Au (100 nm), (see Fig. 1). Generally, our presented model consists of two parts of optical and electrical.

2.1 Optical Model

The Wave Optic module has been used in order to solve Maxwell's equations in the frequency domain. It is expressed as follow:

$$\nabla \times (\nabla \times E) - K_0^{\,2} \varepsilon_r E = 0 \qquad (1)$$

where, E is electric field, k_0 is wave-vector and ε_r is Complex Relative Permittivity $\varepsilon_r=(n-ik)^2$, which is a function of wavelength (λ).

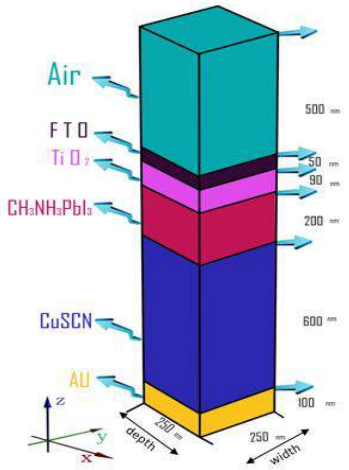


Figure 1: A schematic of perovskite solar cell (PSC).

With known amount of E, the photo-generation rate per each wavelength ($G_{photo}\ (\lambda)$), can be calculated as follow*:*

$$G_{photo}(\lambda) = \frac{\varepsilon^{"} \mid E \mid}{2h} \qquad (2)$$

where h is the plank constant, ε'' is the imaginary part of the ε_r. For G_{photo} (λ) calculation, AM1.5G was used as the input power. The complex refractive indexes of FTO, CuSCN, TiO_2, $CH_3NH_3PbI_3$ and Au are taken from previously measured data [6-9]. Total generation rate (G_{tot}) is calculated by integration over the wavelength ranges. The results of these calculations have been presented in Fig. 2.

2.2 Electrical model

To evaluate current density-voltage (*J-V*) characteristics, semiconductor module from COMSOL software, is used. This module is based on solving Poisson and Continuity equations. It is expressed as below:

$$\nabla.(\varepsilon_s \nabla \phi) = -\rho \qquad (3)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q}\nabla j_n + G_n - U_n \qquad (4)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{1}{q}\nabla j_p + G_p - U_n \qquad (5)$$

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

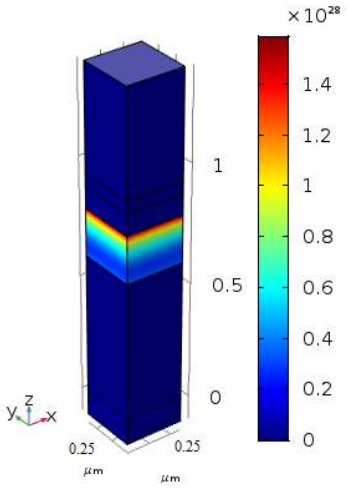


Figure 2: G_{tot} in PSC

where ϕ is electrostatic potential. q is electron charge. ε_s is semiconductor permittivity, G_n and G_p are total generation rates, U_n and U_p are recombination rates of electron and holes respectively. ρ is a charge density, J_n and J_p are current density of electron and hole. Calculated amount of G_{tot} in wave optic module, is replaced with G_n and G_p in this part. The numerical parameters used in this part, are provided in Table1. All the parameters in Table 1 have been selected according to valid theoretical and experimental researches [3, 7, 10].

Table1. The electrical parameters of PSC [3, 8, 11]

Parameter	**TiO_2**	**$CH_3NH_3PbI_3$**	**CuSCN**	**Cu_2O**
ε_s	9	6.5	10	3
N_c (cm^{-3})	1×10^{19}	1.66×10^{19}	1.79×10^{19}	1×10^{19}
N_D (cm^{-3})	1×10^{19}	5.41×10^{19}	2.51×10^{19}	1×10^{19}
μ_n/μ_p (cm^2/V.S)	2/1	50/50	1×10^{-4} / 0.01	3.4/3.4
χ (eV)	4	3.93	1.9	3.4
E_g (eV)	3.2	1.55	3.4	2.22
τ_n/τ_p (ns)	5/5	8/8	5/5	5/5
N_A (cm^{-3})	-	5×10^{13}	5×10^{18}	5×10^{18}
N_D (cm^{-3})	5×10^{19}	-	-	-

3 Result and discussion

The current density-voltage (*J-V*) characteristic of the perovskite solar cell in 300 K, has been shown in Fig. 3. As it is depicted, the maximum PCE ($PCE=FF*J_{sc}V_{oc}$), short-circuit current density (J_{sc}), open-circuit voltage (V_{oc}) and fill factor ($FF=MPP/(J_{sc}V_{oc})$), have been reached to 14.32%, 18.77 (mA/cm^2), 0.98 (V) and 0.78 respectively. The PCE of the simulated PSC shows a good matching with experimental result [5]. In addition, in this work CuSCN is replaced by a Cu_2O as HTM layer [11]. The Complex refractive index of Cu_2O is taken from [12]. Electrical parameters of Cu_2O have been listed in Table1.

In Fig. 4, the current density-voltage characteristics of the simulated perovskite solar cell, (with two kinds of inorganic HTMs (Cu_2O, CuSCN)), have been shown.

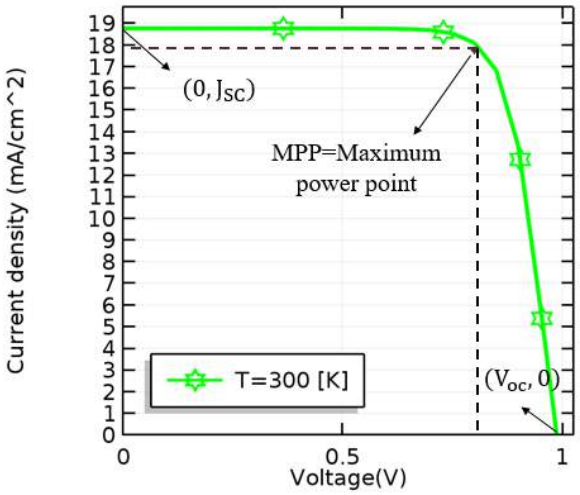


Figure 3: J–V curve of perovskite solar cell.

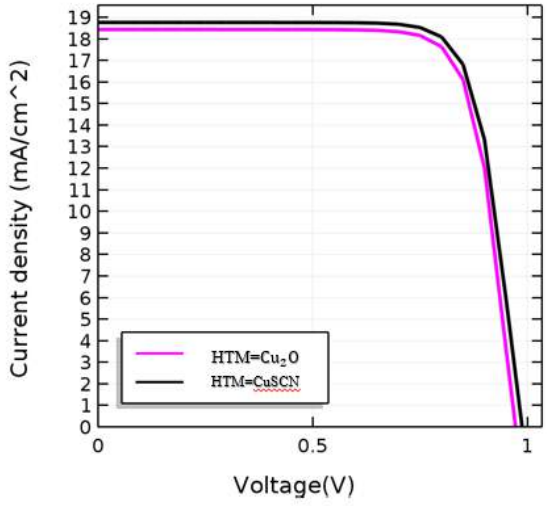


Figure 4: J-V curve of PSC with different HTM layer.

As it is shown in the results, the J_{sc} is decreased when the Cu_2O is used instead of CuSCN. This is due to total generation of carriers in perovskite layer. By using the Cu_2O layer, due to the decrease of interface reflectivity of this layer and perovskite layer for portion of input frequency range (based on material characteristic's), less amount of incident optical field is reflected to perovskite layer. As a result, the carrier generation is decreased in perovskite layer.

Another study is examination of temperature effect on solar cell performance. Fig. 6 depicts the effect of temperature (T) on *J-V* characteristics of the PSC**.** As it can be seen when the T increases from

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

280 K to 340 K, the V_{oc} decreases while the J_{sc} remains roughly intact. This is mainly because of the V_{oc} dependency to the T. This relation can be found as below [13]:

$$V_{oc} = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{Jsc}{J_0(T)}\right) \quad (6)$$

where k is Boltzmann constant and J_0 is a dark current density, which related to T, as below:

$$J_0 \approx B'' T^3 \exp\left(-\frac{E_{g0}}{kT}\right) \quad (7)$$

where B'' is a constant, that independent of T. So, temperature effect on the V_{oc} in solar cell is calculated as follow:

$$\frac{dV_{oc}}{dT} = -\frac{\left(V_{g0} - V_{OC}\right) + 3V_T}{T} \quad (8)$$

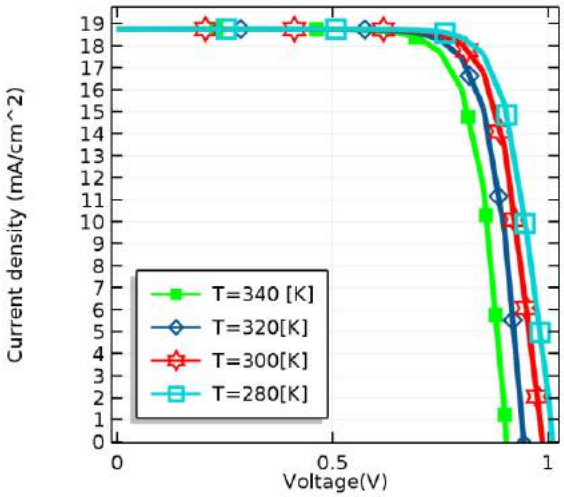


Figure 5: J-V curve of PSC as a function of temperature.

3 Conclusion

In this work, 3D FEM simulation of PSC was performed. It causes to achieve more accurate results in light propagation and electrical performance of PSCs. It was shown that, by replacing Cu_2O with CuSCN as HTM layer, the PCE is changed. In addition, as the temperature increased, due to V_{oc} reduction, the PCE of PSC is decreased.

References

[1] Kojima, Akihiro, et al. "Organometal halide perovskites as visible-light sensitizers for photovoltaic cells," *Journal of the American Chemical Society*, vol. 131, no. 17, pp. 6050-6051, 2009.

[2] F. Zhang et al., "Over 20% PCE perovskite solar cells with superior stability achieved by novel and low-cost hole-transporting materials," *Nano Energy*, vol. 41, pp. 469-475, 2017

[3] A. Zhang, Y. Chen, and J. Yan, "Optimal Design and Simulation of High-Performance Organic-Metal Halide Perovskite Solar Cells," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 52, no. 6, pp. 1-6, 2016

[4] Zuo, Chuantian, et al. "Advances in perovskite solar cells," *Advanced Science*, vol. 3, no. 7, 2016.

[5] P. Qin *et al.*, "Inorganic hole conductor-based lead halide perovskite solar cells with 12.4% conversion efficiency," *Nature communications*, vol. 5, p. ncomms4834, 2014.

[6] S. Wenger, Sophie, et al. "Coupled optical and electronic modeling of dye-sensitized solar cells for steady-state parameter extraction," *The Journal of Physical Chemistry C*, vol. 115, no. 20, pp. 10218-10229, 2011

[7] P. Pattanasattayavong *et al.*, "Electric field-induced hole transport in copper (I) thiocyanate (CuSCN) thin-films processed from solution at room temperature," *Chemical Communications*, vol. 49, no. 39, pp. 4154-4156, 2013.

[8] J. M. Ball *et al.*, "Optical properties and limiting photocurrent of thin-film perovskite solar cells," *Energy & Environmental Science*, vol. 8, no. 2, pp. 602-609, 2015.

[9] Rakić, Aleksandar D., et al. "Optical properties of metallic films for vertical-cavity optoelectronic devices," *Applied optics*, vol. 37, no. 22, pp. 5271-5283, 1998.

[10] Q. Zhou *et al.* "Two-dimensional device modeling of CH 3 NH 3 PbI 3 based planar heterojunction perovskite solar cells," *Solar Energy*, vol. 123, pp. 51-56, 201.

[11] P. Vivo, J. K. Salunke, and A. Priimagi, "Hole-Transporting Materials for Printable Perovskite Solar Cells," *Materials*, vol. 10, no. 9, p. 1087, 2017.

[12] Xiang, Chengxiang, et al. "820 mV open-circuit voltages from Cu 2 O/CH 3 CN junctions," *Energy & Environmental Science*, vol. 4, no. 4, pp. 1311-1318, 2011.

[13] G. Siefer and A. W. Bett, "Analysis of temperature coefficients for III–V multi-junction concentrator cells," *Progress in Photovoltaics: Research and Applications*, vol. 22, no. 5, pp. 515-524, 2014

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

بهبود ولتاژ مدارباز در سلول‌های خورشیدی پروسکایتی با استفاده از لایه‌ی دی اکسید آلومینیوم به عنوان لایه خنثی الکتریکی

عاطفه قربانی کل‌تپه[۱]، فرزاد مرده کتانی اصل[۱]، بهرام عبدالهی نژند[۱،۲]، محمدکاظم مروج فرشی[۱]

[۱] دانشگاه تربیت مدرس، دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر، تهران، ایران

[۲] جهاد دانشگاهی تربیت مدرس، گروه تکنولوژی نانوذرات، تهران، ایران

چکیده – در این مقاله اثر نشاندن لایه‌ی دی اکسید آلومینیوم روی لایه‌ی متخلخل انتقال دهنده الکترون (*mp-TiO₂*) در خواص فتوولتاییکی سلول‌های خورشیدی پروسکایتی بررسی شده است. به دلیل عایق بودن دی اکسید آلومینیوم نیاز است نشاندن لایه به صورت غیر یکنواخت صورت بگیرد و به این منظوراز روش کندوپاش مغناطیسی چرخشی استفاده شده‌است. در این کار، ولتاژ مدار باز سلول‌های خورشیدی پروسکایتی با استفاده از لایه‌ی دی اکسید آلومینیوم و بدون آن مقایسه شده‌است. با استفاده از لایه نازک دی اکسید آلومینیوم، به دلیل کاهش مراکز بازترکیب در ساختار، ولتاژ مدار باز بزرگتری به دست می‌آید، که با نتایج حاصل از مشخصه‌های چگالی جریان-ولتاژ، افت ولتاژ مدار باز و مشخصه جریان تاریک سلول‌های خورشیدی مورد تایید است.

کلید واژه- بازترکیب، دی‌اکسید آلومینیوم، ولتاژمدار باز، سلول های خورشیدی پروسکایت

Enhanced Open-circuit Voltage Using Al_2O_3 Inert Layer in Perovskite Solar Cells

A. Ghorbani Koltapeh[1], F. Mardekatani Asl[1], B. Abdollahi Nejand[1,2], M. K. Moravvej-Farshi[1]

[1] School of Electrical and Computer Engineering, Tarbiat Modares University, Tehran, Iran
[2] Nanomaterial Research Group, Academic Center for Education, Culture and Research (ACECR) on TMU, Tehran, Iran

Abstract- We investigate the effect of Al_2O_3 thin film deposited on an electron transfer layer (ETL: mp-TiO_2) in the perovskite solar cells with the conventional structure of FTO/c-TiO_2/mp-TiO_2/$CH_3NH_3PbI_3$/spiro-OMeTAD/Au. Using the rotational angular deposition method to deposit a nanolayer of insulating Al_2O_3 by the reactive magnetron sputtering (RMS), as a passivating layer, we compare the open-circuit voltage (V_{OC}) of the perovskite solar cells with and without Al_2O_3. The comparison shows the passivated cells has a higher V_{OC}. We observe the same effect for solar cells with and without the hole transfer layer (HTL: spiro-OMeTAD). The Al_2O_3 nanolayer decreases the recombination centers, leading to higher V_{OC} and cell efficiency.

Keywords: reactive magnetron sputtering, passivation, Al_2O_3, recombination, perovskite solar cell

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

1 Introduction

The organic-inorganic perovskite solar cells have attracted great deal of attention in recent years due to their low cost and high power conversion efficiency over 22%[1]. As a first attempt, Kojima et al. used methylammonium lead iodide ($CH_3NH_3PbI_3$) as a light absorbing material in dye-sensitized solar cells (DSCs) [2] and numerous researches were conducted on different perovskite materials, deposition methods and charge carrier dynamics of the cells, thereafter.

However, there are some deficiencies that limits their practical applications regarding device instability, hysteresis behaviour of the current-voltage characteristics and charge carrier extraction difficulties arising from the recombination centres at hole transport layer (HTL)/perovskite (PSK) and electron transport layer (ETL)/ PSK interfaces. There have been several metal oxides such as ZrO_2, MgO and mostly Al_2O_3 used in perovskite solar cells structure stack to address each of the aforementioned issues. In this work, a passivation Al_2O_3 layer was deposited on mp-TiO_2 layer in the conventional structure of FTO/c-TiO_2/mp-TiO_2/$CH_3NH_3PbI_3$/spiro-OMeTAD/Au for PSK solar cells in order to increase open-circuit voltage (V_{OC}) by suppressing the carriers recombination at the ETL/PSK interface.

2 Experimental Section

2.1 Device Fabrication

FTO-coated glass substrates were patterned by Zn powder and 2 M HCl etching solution. The patterned FTO substrates were cleaned in an ultrasonic bath with acetone and ethanol. A hole-blocking layer of TiO_2 was deposited by spin-coating and then annealed at 500^0C for 30 min to obtain a uniform compact layer. A mesoporous TiO_2 layer was spin-coated using a solution of TiO_2 paste and annealed after drying on a hotplate.[3]

A new rotational angular method, the (RMS) was used for non-conformal deposition of Al_2O_3 layer on mp-TiO_2 sublayer.

2.2 Perovskite Deposition Method

The perovskite layer was prepared using a two-step spin-coating method. A 1 M PbI_2 solution was spin coated. After drying on hotplate, the solution of CH_3NH_3I in 2-propanol was spin coated on PbI_2 coated substrate. Immediately after preparing perovskite substrate, The spiro-OMeTAD layer, with LiTFSi and tBP additives was spin coated and the Au electrode with the thickness of 100nm was deposited using thermal evaporation method[4] (Figure 1).

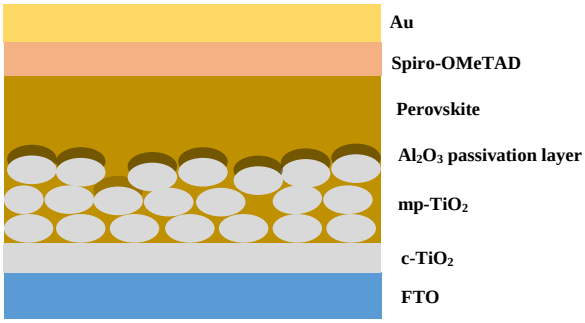


Figure 1 Schematic of perovskites solar cell with Al_2O_3.

3 Results and Discussion

Figures 2a and 2b show the current density-voltage characteristics of the solar cells without and with the deposited layer of Al_2O_3 on mp-TiO_2 sublayer, respectively. The observed increase of V_{OC} and current density (J) in the devices with deposition of Al_2O_3 was attributed to the decreased carriers recombination. Taking into account the V_{OC} enhancement, it is possible to interpret that by using the passivation layer, the number of recombination sites at the ETL/PSK interface decreases, increasing the efficiency. Normally, perovskite layers have pinholes through which ETL layer is in intimate contact with HTL or Au electrode resulting in higher recombination sites, lower V_{OC}, and hence lower efficiency. However, the deposited Al_2O_3 passivation layer with the insulator band gap of 8.8 eV (for bulk crystalline) [5], suppresses charge carrier recombination through the perovskite pinholes. At the same time, there is still enough surface contact between mesoporous ETL layer and perovskite for effective charge extraction. The RMS used for Al_2O_3 deposition leads to a non-conformal layer making no difficulties for perovskite material to diffuse into the mesoporous TiO_2 layer. This provides an appropriate contact between the perovskite layer and ETL. Thus, with a constant photo generation, the thermal recombination rate is decreased due to the passivation layer, leading to a higher cell efficiency. Considering reduced recombination, less charge dissipation, higher optical efficiency, higher V_{OC} and more current density is expected as shown in Figure 2b.

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

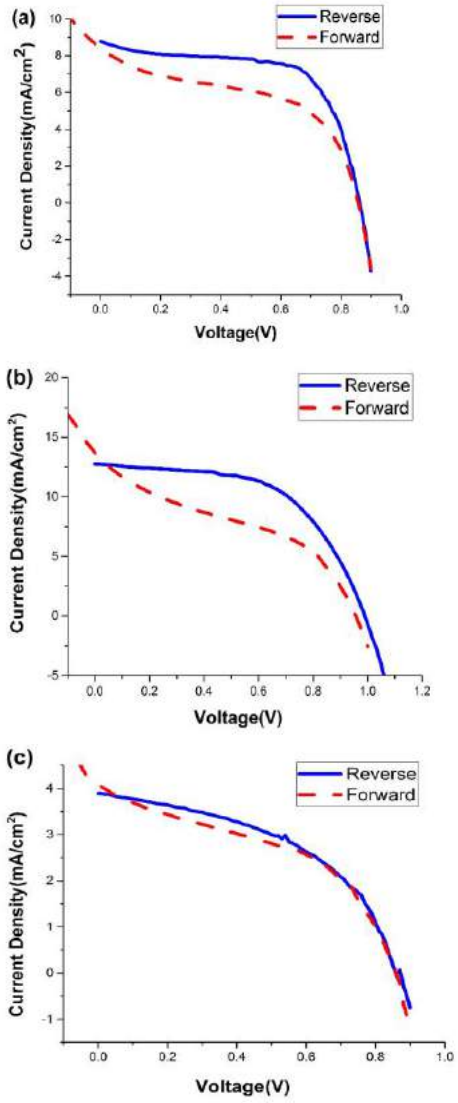


Figure 2 Current-voltage characteristics of solar cell (a) without Al_2O_3 (b) with Al_2O_3 (c) with Al_2O_3/ without spiro-OMeTAD

Figure 2c indicates that in HTL-free devices with Al_2O_3 layer, there was no considerable voltage drop (V_{OC} = 0.87 V) compared to that of devices with HTL (V_{OC} =0.98V). However, low current density in HTL-free devices was observed due to the lack of HTL layer that helps charge extraction with high hole mobility. High V_{OC} with low current density is ascribed to the Al_2O_3 passivation layer, indicating that the number of recombination sites was decreased, although there was still poor charge extraction leading to lower current density.

The sun light illuminates the cell from the FTO side, through the wide bandgap Al_2O_3 layer. Hence, no optical absorption take place before the light being absorbed by the perovskite layer. As a result, the aforementioned passivation layer causes no disturbance in the photo generation of electron-hole pairs, while enhancing the cell efficiency.

Considering dark current-voltage characteristics as an indicator of intrinsic recombination of the structure, Figure 3 shows less recombination in devices using Al_2O_3 layer. Zero current density was observed at higher voltages using Al_2O_3 as a passivation layer, demonstrating the role of the insulator metal oxide layer in suppressing the possible contacts between Au electrode and ETL or HTL and ETL through the perovskite layer pinholes. There is not much charge carrier generation in dark condition and the intrinsic charge carriers face the insulating Al_2O_3 layer hindering carrier transition through mp-TiO_2, resulting in low dark current density.

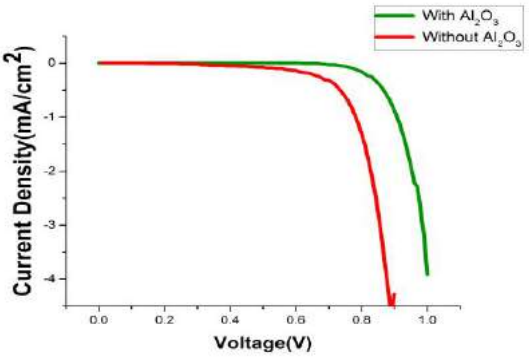


Figure 3. Dark current-voltage characteristic of solar cells with/without Al_2O_3

Solar cells with higher recombination rate indicate faster voltage drop to minimum magnitudes in V_{OC} decay characteristics. According to the V_{OC} decay analysis shown in Figure 4, the fabricated devices with Al_2O_3 present voltage drop with lower speed and reserve more voltage with the passage of time compared to the devices without Al_2O_3 layer, revealing less possibility for charge recombination in agreement with the effective role of Al_2O_3 in decreasing charge recombination sites at mp-TiO_2/ perovskite interface resulting in V_{OC} enhancement.

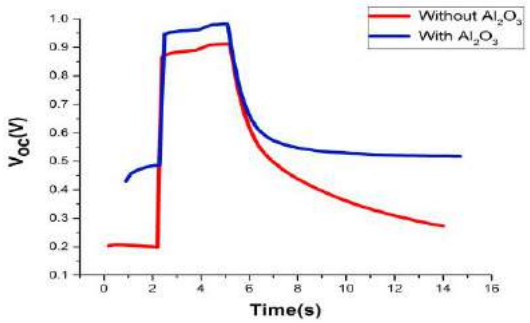


Figure 4. Photovoltage decay characteristics of devices with/without Al_2O_3

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

4 conclusion

We used the rotational angular RMS method, for deposition of insulator Al_2O_3 layer on mp-TiO_2 in order to enhance V_{OC} in perovskite solar cells. The metal oxide deposited layer had no negative influence in fabrication process. Using Al_2O_3, the great surface contact between perovskite and mp-TiO_2 was reserved along with hindering the likely HTL/ETL or Au electrode/ETL contacts which lead to less recombination sites in the structure. This was verified with current-voltage, photovoltage decay and dark current-voltage characteristics.

References

[1] W. S. Yang *et al.*, "Iodide management in formamidinium-lead-halide–based perovskite layers for efficient solar cells," *Science (80-.).*, vol. 356, no. 6345, pp. 1376–1379, 2017.

[2] A. Kojima, K. Teshima, Y. Shirai, and T. Miyasaka, "Organometal halide perovskites as visible-light sensitizers for photovoltaic cells," *J. Am. Chem. Soc.*, vol. 131, no. 17, pp. 6050–6051, 2009.

[3] J. H. Im, I. H. Jang, N. Pellet, M. Grätzel, and N. G. Park, "Growth of CH3 NH3 PbI3 cuboids with controlled size for high-efficiency perovskite solar cells," *Nat. Nanotechnol.*, vol. 9, no. 11, pp. 927–932, 2014.

[4] S. Gharibzadeh *et al.*, "Two-Step Physical Deposition of a Compact CuI Hole-Transport Layer and the Formation of an Interfacial Species in Perovskite Solar Cells," *ChemSusChem*, vol. 9, no. 15, pp. 1929–1937, 2016.

[5] Y. H. Lee *et al.*, "Enhanced Charge Collection with Passivation Layers in Perovskite Solar Cells," *Adv. Mater.*, vol. 28, no. 20, pp. 3966–3972, 2016.

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

جاذب متامادهای فوق نازک حساس به قطبش در بازهی تراهرتز با استفاده از دیسک بیضوی طلایی

علی سلیمانی، رویا ابراهیمی میمند، و نصرتا... گرانپایه

دانشکده مهندسی برق دانشگاه صنعتی خواجه نصیرالدین طوسی، تهران، ایران

چکیده – در این مقاله به طراحی یک جاذب متامادهای فوق نازک پرداختهایم که میتواند حدود ۱۰۰ درصد موجهای الکترومغناطیسی تابشی در بازهی تراهرتز را در فرکانس کاری خود جذب کند. نتایج به دست آمده نشان میدهد که جاذب به قطبش حساس بوده و میتواند در بازهی زاویهای وسیعی تابشهای *TE* و *TM* را جذب کند. ساختار پیشنهادی برای تابش *TE* و *TM* به ترتیب جذب ۹۹/۱۴ درصدی در فرکانس ۸/۱۴ تراهرتز و ۹۶/۴۵ درصدی در فرکانس ۵/۹۵ تراهرتز را نشان میدهد. فرکانس جذب را میتوان از طریق تغییر مشخصات هندسی جاذب تنظیم نمود. این ساختار متامادهای میتواند راه را برای کاربردهای جدیدی در بازهی تراهرتز مانند تشخیصدهندههای قطبش، تصویربرداری قطبش، حسگر تراهرتزی و تسهیمکننده قطبش هموار کند.

کلید واژه: تراهرتز، متاماده، جاذب متاماده، جاذب حساس به قطبش

Ultrathin Polarization Sensitive Terahertz Metamaterial Absorber Using Elliptical Gold Patch

Ali Soleymani, Roya Ebrahimi Meymand, and Nosrat Granpayeh

Faculty of Electrical Engineering, K. N. Toosi University of Technology, Tehran, Iran

Abstract- We have designed an ultrathin metamaterial absorber which is capable of total absorption of the incident electromagnetic waves in the terahertz regime. Results demonstrate that the absorber is sensitive to the polarization and can operate at a wide range of incident angles under both transverse electric (TE) and transverse magnetic (TM) polarizations. The absorbance for s-polarized (TE) and p-polarized (TM) waves are 99.14% at 8.14 THz and 96.45% at 5.95 THz, respectively. The absorption frequency can be dynamically tuned by the geometries of the absorber. This terahertz metamaterial structure can be used in novel THz applications such as polarization detectors, polarization imaging, THz sensing, and polarization multiplexing.

Keywords: Terahertz, Metamaterial, Metamaterial absorber, Polarization sensitive absorber.

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

UltrathinPolarization Sensitive Terahertz Metamaterial Absorber Using Elliptical Gold Patch

Ali Soleymani, Roya Ebrahimi Meymand

soleymani_ali@email.kntu.ac.ir,
royaebrahimi147@email.kntu.ac.ir

Nosrat Granpayeh

granpayeh@kntu.ac.ir

1 Introduction

Metamaterials are artificially constructed electromagnetic (EM) materials, whose size is much smaller than the wavelength of EM waves. The most attractive aspect of metamaterial is that its effective permittivity and permeability can be controlled, by using periodically or randomly distributed structures [1]. Other properties of metamaterials that do not exist in nature are negative refractive index [2], electric field enhancement and polarization conversion of an incident EM wave [3].

Metamaterials because of their wonderful characteristics have great potential in many applications such as superlens, cloaking, detectors, and modulators [4, 5].

Within the past few years, perfect metamaterial absorbers have rapidly improved and they have been widely researched at microwave, terahertz (THz) and optical frequencies [6-8]. Perfect EM metamaterial absorber is a device which absorbs the entire incident radiation at the operating frequency and disables all other EM wave propagation channels [9].

Recently, EM wave perfect absorbers in THz regime have attracted great attentions, which can absorb the electric and magnetic components of incident THz waves individually [9].

However, most of the EM metamerial absorbers which have been investigated are polarization-independent. For some applications such as polarization imaging, polarization multiplexing, and selective spectral detection, high absorption peaks at different operating frequencies are needed [10].

In this paper, we propose and simulate a feasible approach to design an ultrathin wide-angle terahertz absorber which its resonance mechanism depends on the polarization property of the incident waves.

The proposed compact metamaterial absorber consists of planar elliptical gold patch and a metallic ground plane separated by a single dielectric spacer. The strong coupling between the two layers and fine tuning of the geometry of structure is required to obtain perfect absorption.

Meanwhile, absorption spectra for both TE and TM configuration are displayed. Furthermore, the absorption peak can be tuned by changing the polarization angle of the incident wave.

The remaining of this paper is organized as follows: In Section 2, the design and simulation method is investigated. In Section 3, polarization-dependence of the structure is discussed. The paper is concluded in Section 4.

2 Design and Simulation

As shown in Fig. 1(a), the unit cell of the structure consists of a planar elliptical gold patch (dimensions of elliptical patch are set to $a = 5$ μm and $b = 7.5$ μm), the dielectric spacer and a metallic gold ground plane.

The width of the unit cell is 20 μm, and thickness of gold film and gold patch both are 0.2 μm. The ground plane and planar gold patch are made of gold with electric conductivity $\sigma = 4.09 \times 10^7$ Sm^{-1}. A 1.1 μm-thick lossy polyimide with $\varepsilon = 3.5 + 0.2i$ is modelled as the substrate.

Simulations of the proposed absorber performed using finite-difference time-domain (FDTD) method. The unit cell is periodically arranged in *x-y* plane and the incident wave is vertical to the upper surface of the structure and is along z-axis as shown in Fig. 1(b).

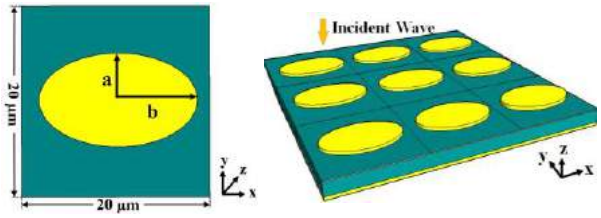
The absorptivity can be calculated from $A = 1 - |S_{11}|^2 - |S_{21}|^2$, where A, S_{11}, and S_{21} are absorptivity, reflection coefficient, and transmission coefficient, respectively [9].

We set the thickness of the ground plane much larger than the typical skin depth at THz frequency due to suppress transmission through the structure. Hence, the transmission is zero, and the absorptivity can be calculated using the equation $A = 1 - |S_{11}|^2$ In order to

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

get the maximum *A*, the impedance of the absorber must be matched to free space.

Fig. 2 shows the absorbance and reflectance of the proposed MA and it can be easily found that the absorbance curve of the MA has an obvious peak at the frequency of 8.18 THz. The corresponding absorbance of 99.14% has been achieved.



(a) (b)

Fig. 1: (a) Top view of one cell of the proposed metamaterial absorber with geometric parameter and (b) The schematic view of periodic pattern.

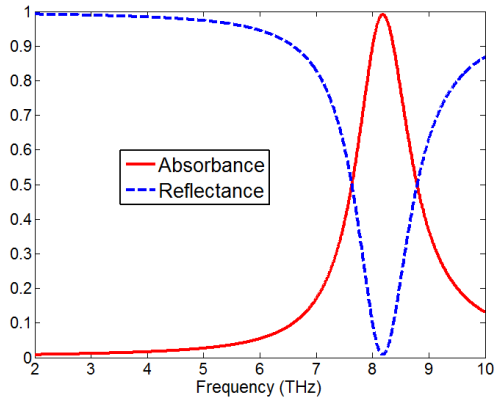


Fig. 2: The simulated reflectance and absorbance spectra of the metamaterial absorber.

3 Polarization Dependence

Figure 3(a) and (b) are shown to clarify the absorption for both s-polarized (TE) and p-polarized (TM) wave when the incident angle increases, respectively.

The incident angle θ is increased from 0° to 80° with the step of 20°. For the TE case, with increasing angle of incidence, the absorption remains strong from 0 to 50 degrees, Beyond 50°, absorption decreases. Because of that incident magnetic field component which is parallel with the surface of the MA decreases with increased θ.

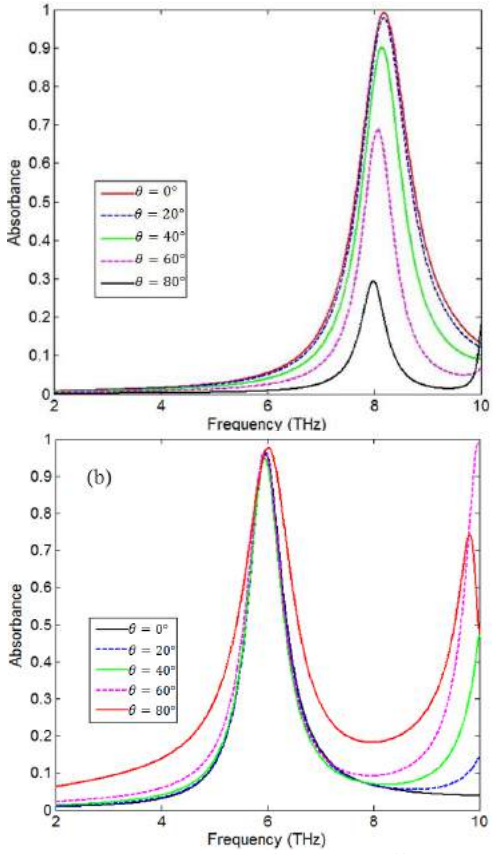


Fig. 3: The absorbance spectra of the MA at different angles of incidence for (a) TE and (b) TM waves.

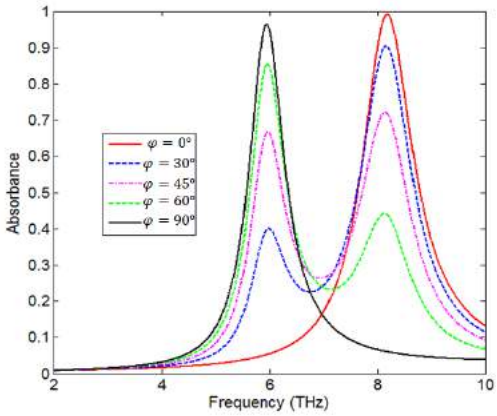


Fig. 4: The absorbance spectra of the MA for different polarization angles.

The absorption results of the proposed MA with the azimuthal angle θ (increasing from 0° to 90°) at normal incidence are shown in Fig. 4. According to the result the absorber is highly polarization dependent and the reason is asymmetry of structure.

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

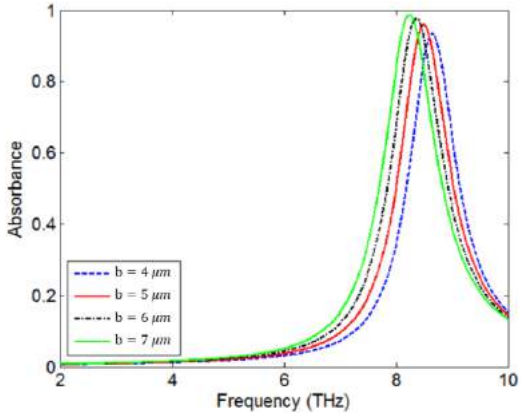


Fig. 5: The absorbance spectra of the MA for different long axis radii of the elliptical patches.

Hence, at $\varphi = 0^\circ$ the electric field of incident wave is along y-axis (TE) and absorption occurs at $f = 8.18$ THz, by increasing φ there is a redshift in absorption peak, at $\varphi = 90^\circ$ the E vector is along x-axis (TM) and absorption occurs at $f = 5.95$ THz. Therefore, the proposed MA has about 2.2 THz shift from $\varphi = 0^\circ$ to $\varphi = 90^\circ$.

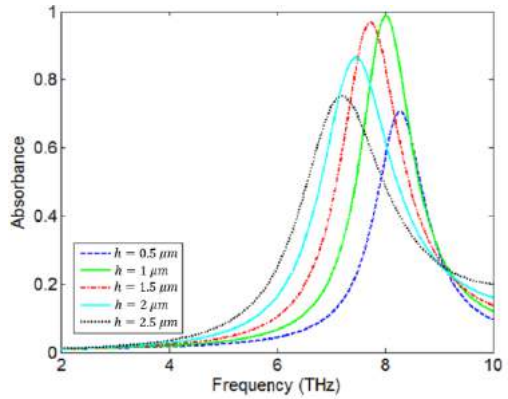


Fig. 6: The absorbance spectra of the MA for different substrate thicknesses.

The absorption frequency can be tuned by the geometries of the absorber. By increasing value of long axis radius of the elliptical patch, we see from Fig. 5, a red shift of the frequency and maximum of absorption increased and by increasing thickness of substrate (h) frequency of resonance goes to lower frequency as shown in Fig. 6.

4 Conclusion

In conclusion, we report an ultrathin metamaterial absorber that the proposed absorber is polarization-dependent under normal incidence, which can be used in polarization-dependent detection, polarizers and polarization imaging. Also, a high absorption for a wide range of TE and TM-polarized oblique incidence was achieved. As we showed the absorption peak can be tuned by simply changing the parameters of structure. The absorption band can be extended to microwave and other frequency ranges by simply scaling parameters.

References

[1] J.B. Pendry, A.J. Holden, D.J. Robbins, and W.J. Stewart, "Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena," *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* Vol. 47, No. 11, pp. 2075-2084, 1999.

[2] J. Valentine, S. Zhang, T. Zentgraf, E. Ulin-Avila, D.A. Genov, G. Bartal, and X. Zhang, "Three-dimensional optical metamaterial with a negative refractive index," *Nature* Vol. 455, No. 7211, pp. 376-379, 2008.

[3] L. Cong, W. Cao, X. Zhang, Z. Tian, J. Gu, R. Sing, and W. Zhang, "A perfect metamaterial polarization rotator," *Appl. Phys. Lett.* Vol. 103, No. 17, pp. 171107 (1-6), 2013.

[4] M.G. Silveirinha, C.R. Medeiros, C.A. Fernandes, and J.R. Costa, "Experimental verification of broadband superlensing using a metamaterial with an extreme index of refraction," *Phys. Rev. B.* Vol. 81, No. 3, pp. 033101 (1-4), 2010.

[5] D.J. Cho, W. Wu, E. Ponizovskaya, P. Chaturvedi, A.M. Bratkovsky, S.Y. Wang, and Y.R. Shen, "Ultrafast modulation of optical metamaterials," *Opt. Express* Vol. 17, No. 20, pp. 17652-17657, 2009.

[6] G.D. Wang, M.H. Liu, X.W. Hu, L.H. Kong, L.L. Cheng, and Z.Q. Chen, "Broadband and ultra-thin terahertz metamaterial absorber based on multi-circular patches," *Eur. Phys. J. B.* Vol. 86 No. 7, pp. 304 (1-9), 2013.

[7] Y. Wang, T. Sun, T. Paudel, Y. Zhang, Z. Ren, and K. Kempa, "Metamaterial-plasmonic absorber structure for high efficiency amorphous silicon solar cells," *Nano Lett.* Vol. 12 No. 1, pp. 440-445, 2011.

[8] W. Xu, L. Xie, J. Zhu, X. Xu, Z. Ye, C. Wang, and Y. Ying, "Gold nanoparticle-based terahertz metamaterial sensors: mechanisms and applications," *ACS Photonics* Vol. 3 No. 12, pp. 2308-2314, 2016.

[9] T.H. Nguyen, S.T. Bui, T.T. Nguyen,Y. Lee, M.A. Nguyen, and D.L. Vu, "Metamaterial-based perfect absorber: polarization insensitivity and broadband," *Adv. Nat. Sci.: Nanosci. Nanotech.* Vol. 5, No. 2, pp. 025013 (1-7), 2014.

[10] G. Deng, P. Chen, J. Yang, Z. Yin, and L. Qiu, "Graphene-based tunable polarization sensitive terahertz metamaterial absorber," *Opt. Commun.* Vol. 380, pp. 101-107, 2016.

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

جذب همدوس کامل توسط متاسطح گرافینی قابل انعطاف و تنظیم‌پذیر در بازه وسیع زاویه تابش در بازه تراهرتز

رویا ابراهیمی میمند، علی سلیمانی، و نصرتا... گرانپایه

دانشکده مهندسی برق، دانشگاه صنعتی خواجه نصیرالدین طوسی، تهران، ایران

چکیده – در این مقاله، به بررسی جذب کامل همدوس در بازه فرکانسی تراهرتز توسط طرح متاسطح گرافنی به صورت حلقه مربعی پرداخته‌ایم. نتایج شبیه‌سازی برای هر دو مد الکتریکی عرضی و مغناطیسی عرضی نشان‌دهنده این است که مقدار جذب در بازه وسیعی از زاویه تابش همچنان بالای ۹۰٪ است و مقدار جذب همدوس در این ساختار از مقدار ۰٪ تا مقدار ۱۰۰٪ توسط تنظیم فاز نسبی دو پرتو کم توان با جهت انتشار مخالف قابل کنترل است. فرکانس مرکزی جذب متاسطح ارایه شده، توسط تغییر پتانسیل شیمیایی گرافین و همچنین با دستکاری پارامترهای هندسی آن به سادگی قابل کنترل است. ضخامت این جاذب فقط در حدود یک بیستم طول‌موج کاری ساختار متاسطح است. از این جهت جاذب طراحی شده پتانسیل این را دارد که در ادوات نوری مختلفی از جمله مدولاتورها، آشکاسازها و سوییچ‌های الکترومغناطیسی مورد استفاده قرارگیرد. این مقاله راهی بدیع برای جذب کامل در فاصله تراهرتزی ارایه می‌دهد.

کلید واژه- جذب کامل همدوس، گرافین، متاسطح، مدولاسیون، تراهرتز

Highly Flexible and Tunable Coherent Perfect Absorption in Graphene Metasurface at Wide Angle of Incidence in Terahertz Regime

Roya Ebrahimi Meymand, Ali Soleymani, and Nosrat Granpayeh

Faculty of Electrical Engineering, K. N. Toosi University of Technology, Tehran, Iran

We exploit graphene square-ring to realize coherent perfect absorption (CPA) in the terahertz (THz) regime. The simulated results show a 90% absorption coefficient over a wide range of angles of incidence for both TE and TM radiations. The coherent absorptivity is tunable from nearly 0% to 100% by adjusting the relative phase of two low power counter-propagating coherent beams. The central frequency of the absorption simply can be tuned by varying the chemical potential of graphene and by changing the geometric parameters of metasurface. Thus, the proposed absorber is very promising for various optical applications as modulators, detectors and electromagnetic switches. This article offers a novel path for perfect absorption in THz gap, it should be noted that the thickness of proposed absorber is only about $\lambda/20$.

Keywords: Coherent perfect absorption, Graphene, Metasurface, Modulation, Terahertz

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

Highly Flexible and Tunable Coherent Perfect Absorption in Graphene Metasurface at Wide Angle of Incidence in Terahertz Regime

Roya Ebrahimi Meymand, Ali Soleymani **Nosrat Granpayeh**

royaebrahimi147@email.kntu.ac.ir, soleymani_ali@email.kntu.ac.ir granpayeh@kntu.ac.ir

1 Introduction

In recent years electromagnetic (EM) wave absorbers in the terahertz (THz) range have attracted great attentions. Conventional EM absorbers were very thick, and their structure were based on metals, which due to restricted flexibility of permittivity and permeability of metals, most of them operate at a specific pre-designed frequency [1]. To achieve high absorbance and simultaneously thin membrane, metals should swap with patterned and doped graphene.

Graphene because of its exceptional optoelectronic and photonics properties is a promising candidate for THz absorption. Its interaction with light is normally weak, there are several methods to enhance the light–matter interaction in graphene. In THz regime, plasmonic response of graphene is very strong [2], patterned and doped graphene can support localized plasmonic resonances which significantly enhance absorption of graphene.

Controlling absorption of optical structures is highly desirable for many applications, several ways to achieve the perfect absorption have been reported [1, 3]. Coherent perfect absorption (CPA), a concept of time-reversed lasing [4], has drawn considerable attention in recent years. CPA systems relie on the destructive interference of two counter propagating incident beams. The transmitted waves from one direction cancel the reflected waves of the other direction and vice versa. Absorption can be controlled by manipulating relative phase of two counter-propagating beams.

In this paper, we demonstrate that CPA can be realized in a novel ultrathin THz absorber that achieves greater than 90% absorption over a wide range of angles of incidence. The frequency response can be dynamically tuned by varying the graphene gate voltage and geometric parameters. Hence, the proposed absorber is very promising for tunable THz detections and signal modulations.

The remaining of the paper is organized as follows: In Section 2, the theory and simulation method is introduced. In Section 3, tunability of the structure is discussed. The paper is concluded in Section 4.

2 Theory and Simulation Method

The geometric parameters of the graphene metasurface and corresponding excitation configuration with two counter-propagating beams (I_+ and I_-) is shown in Figs. 1(a) and 1(b). We perform finite-difference time-domain (FDTD) simulations of the metasurface with normally incident plane waves on both sides, The square rings are periodically arranged in *x-y* plane, and are illuminated by s- and p-polarized (electric and magnetic vectors **E** and **H** are parallel to the y axis, respectively) optical waves, perfect matched layers (PML) are applied in the z direction. The graphene layer is considered as a sheet modelled by surface impedance. Based on the random-phase-approximation (RPA) [5], the complex conductivity of graphene especially in a heavily doped region and low frequencies (far below Fermi energy) can be described by the Drude model as [6]:

$$\sigma_g = \frac{ie^2\mu_c}{\pi\hbar^2\left(\omega + i\,\tau^{-1}\right)} \qquad (1)$$

where μ_c depends on the concentration of charged doping and $\tau = \mu\mu_c / e\upsilon_f^2$, where υ_f is the Fermi velocity and ω, μ, $\hbar$ and e are respectively the electromagnetic wave angular frequency, the dc mobility, reduced Planck's constant, and the electron charge.

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

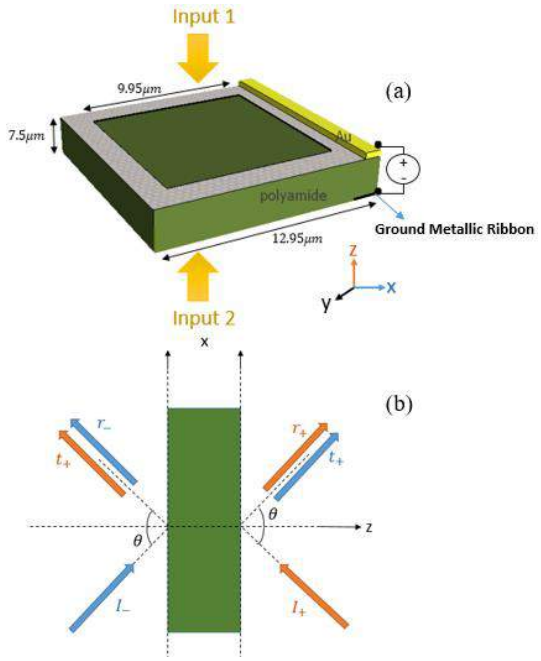


Fig. 1: (a) The schematic view of one cell of the proposed absorber. (b) Coherent interaction of two counter-propagating beams.

The chemical potential $\mu_c = 0.3\,\mathrm{eV}$ and relaxation time τ=0.5 ps are initially considered. We consider the patterned graphene on a flexible polyamide substrate with a dielectric constant of $\varepsilon_r = 2.5$ and thickness of that is set to be $7.5\mu m$ and the thickness of graphene is assumed to be 0.5 nm. The working frequency of the proposed absorber can be manipulated by varying the gate-controlled Fermi energy of the graphene. Our proposed structure has simple design and ability to adapt to other structures. We used this structure for simulation the same as the structure proposed in [7].

In CPA system, the forward and backward scattering fields ($O_\pm$) can be obtained from the two input fields ($I_\pm$) through a scattering matrix, S_g [8]:

$$\begin{pmatrix} O_+ \\ O_- \end{pmatrix} = S_g \begin{pmatrix} I_+ \\ I_- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} t_+ & r_- \\ r_+ & t_- \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Ie^{i\varphi_+} \\ Ie^{i\varphi_-} \end{pmatrix} \qquad (2)$$

where $t_\pm$ and $r_\pm$ are the transmission and reflection coefficients in forward and backward directions, respectively. Since the proposed structure is a reciprocal metamaterial with spatial symmetry, (the two input beams ($I_\pm$) are set to be of equal amplitude) the scattering matrix can be simplified with $r_\pm = r$ and $t_\pm = t$. So the scattering coefficients would be:

$$|O_+| = |O_-| = \left| tIe^{i\varphi_+} + rIe^{i\varphi_-} \right| \qquad (3)$$

When the phase difference $\varphi_+ - \varphi_- = 2n\pi$ (n is an arbitrary integer), the CPA occurs. Coherent modulation of the input beams performance is required to suppress the scattering fields, that is $tIe^{i\varphi_+} = -rIe^{i\varphi_-}$, from which we can get the necessary condition for CPA performance: $|r| = |t|$. The reflectance can be achieved as a function of incidence angle, θ, for TE and TM polarizations [9]:

$$r = e^{i\varphi} \frac{1 - 188.68\sigma(\cos\theta)^{\pm 1}\left(1 + e^{-i\varphi}\right)}{1 + 188.68\sigma(\cos\theta)^{\pm 1}(1 + e^{i\varphi})} \qquad (4)$$

where $e^{i\varphi}$ is the complex reflection coefficient of substrate, σ is the optical graphene conductivity, which can be calculated by Kubo formula. The + and - signs are for TE and TM modes, respectively. Figure 2 illustrates the structure absorbance, $A = 1 - |r|^2$, versus wave incidence angle.

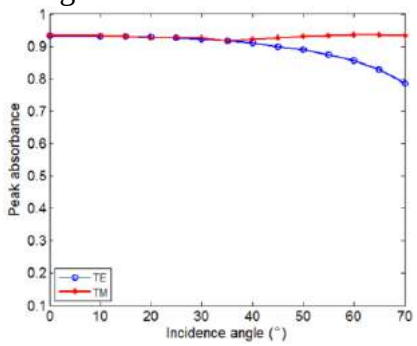


Fig. 2: The maximum coherent absorbance vs. oblique incidence angle, θ, for TE and TM modes at 4.1THz.

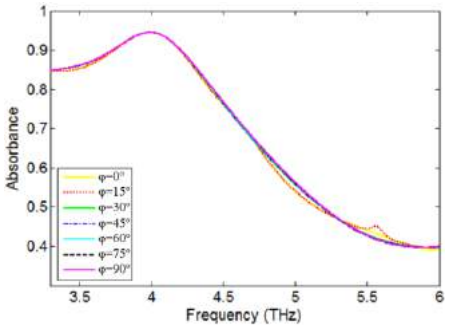


Fig. 3: Absorbance spectra at different azimuthal angle φ.

The magnetic field component parallel to the surface decreases with increased θ, hence, the incident magnetic field can no longer efficiently support the electromagnetic resonance in the metamaterial. For TM polarization, the coherent absorptivity remains higher than 91.70% for all incidence angles from 0° to 70°. It could be noted that the proposed absorber exhibits good absorption performance for both TE and TM modes when θ changes from 0° to 70°. This effect can be beneficial for broadband angular tunability.

Figure 3 gives the simulation results for different polarizations of normal incident EM waves. Because of the symmetry of the structure the absorption is insensitive to the polarization states of the incident waves.

3 Electrical and Geometrical Tunability

The frequency tunability of absorber is a significant important characteristic in practical applications. The

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

central frequency of the total absorption can be tuned by varying, μ_c. By increasing the driven voltage applied to graphene, as shown in Fig. 4, a blue shift of the quasi-CPA frequency occurs. Graphene will have a higher Drude weight by increasing the charge carrier concentration, and shifting the quasi-CPA point to higher frequencies [7]. As depicted in Fig. 4, the quasi-CPA frequency can be tuned from 2.6361 to 5.3527 THz when the doping level varies from 0.1 to 0.6 eV.

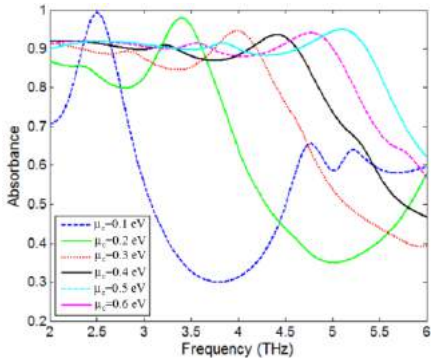


Fig. 4: Absorbance spectra at various chemical potential.

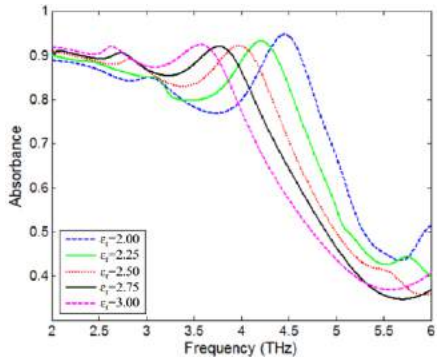


Fig. 5: The effect of substrate dielectric constant on the absorbance spectra of THz metasurface.

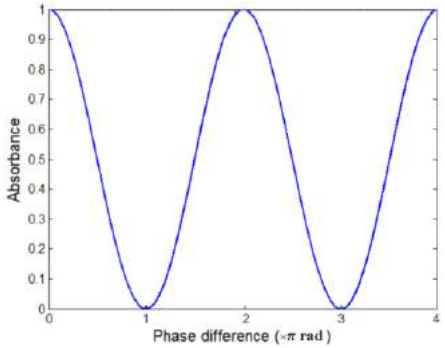


Fig. 6: Absorbance versus relative phase difference between two coherent beams.

In Fig. 5, we show the coherent absorptivity spectra of the metasurface with different dielectric constant. When the dielectric constant increases, the absorptivity remains higher than 90% in all cases.

The coherent absorption varies continuously from 99.92% to less than 0.06% as the phase difference changes from 0 to π at 2.6 THz and $E_F = 0.1\,\text{eV}$, the absorption becomes maximum if phase difference equal to $2n\pi$ (n is an integer). As illustrated in Fig. 6 proper phase modulation leads to perfect absorption and perfect transmission.

4 Conclusion

We have demonstrated an ultrathin terahertz coherent perfect absorber (CPA) based on two low intensity counter-propagating coherent beams illuminating the graphene. The absorption performance under different angles of incidence was studied. The graphene-based coherent perfect absorption is found to be appropriate for broad angular selectivity. The proposed absorber can operate well even in the case of oblique incidence. Furthermore, the CPA can be tuned in an ultra-wide frequency range via electrostatic doping instead of changing its geometric parameters, which greatly enhance the flexibility and controllability of proposed absorber. The structure may provide an opportunity to select the desirable absorption frequency band in the THz regime. The output intensities can be modulated by adjusting phase difference of the two low intensity counter-propagating coherent beams. These results are promising for potential applications in optical modulators, electromagnetic switches, and detectors.

References

[1] M. Chen, W. Sun, J. Cai, L. Chang, and X. Xiao, "Frequency-tunable terahertz absorbers based on graphene metasurface," *Opt. Commun.* vol. 382, pp. 144-150, 2017.

[2] R. Nair, P. Blake, A. N. Grigorenko, K. S. Novoselov, T. J. Booth, T. Stauber and A. K. Geim, "Fine structure constant defines visual transparency of graphene," *Science*, vol. 320, pp. 1308-1308, 2008.

[3] J.H. Hu, Y.Q. Huang, X.F. Duan, Q. Wang, X. Zhang, J. Wang , and X. M. Ren, "Enhanced absorption of graphene strips with a multilayer subwavelength grating structure," *Appl. Phys. Lett.* vol. 105, pp. 221113 (1-5), 2014.

[4] Y.D. Chong, L. Ge, H. Cao, and A.D. Stone, "Coherent perfect absorbers: time-reversed lasers," *Phys. Rev. Lett.* vol. 105, pp. 053901 (1-4), 2010.

[5] L.A. Falkovsky and S.S. Pershoguba, "Optical far-infrared properties of a graphene monolayer and multilayer," *Phys. Rev. B,* vol. 76, pp. 153410 (1-4), 2007.

[6] G.W. Hanson, "Dyadic Green's functions and guided surface waves for a surface conductivity model of graphene," *J. Appl. Phys.* vol. 103, pp. 064302 (1-8), 2008.

[7] Y. Fan, F. Zhang, Q. Zhao, Z. Wei, and H. Li, "Tunable terahertz coherent perfect absorption in a monolayer graphene," *Opt. Lett.* vol. 39, pp. 6269-6272, 2014.

[8] W. Zhu, F. Xiao, M. Kang, and M. Premaratne, "Coherent perfect absorption in an all-dielectric metasurface," *Appl. Phys. Lett.* vol. 108, pp. 121901 (1-5), 2016.

[9] F. Liu, Y.D. Chong, S. Adam, and M. Polini, "Gate-tunable coherent perfect absorption of terahertz radiation in graphene,"2D Mater. vol. 1, pp. 031001 (1-10), 2014.

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

زیست حسگرهای نوری بهینه مبنی بر ساختارهای مشدد دیسک ویسپرینگ‌گالری

[۱] فروغ خزیمه و [۲] محمد رزاقی

گروه فیزیک، دانشگاه کردستان، خیابان پاسداران، سنندج

دانشکده مهندسی برق، دانشگاه کردستان ، خیابان پاسداران، سنندج

چکیده - در این مقاله، حساسیت (*S*) و معیار شایستگی (*FOM*) زیست-حسگرهای نوری مبنی بر ساختار مشدد دیسک، بصورت تابعی از پارامتر ساختاری فاصله‌ی گاف، مطالعه می‌شوند. این زیست-حسگرها شامل یک مشدد دیسک ویسپرینگ گالری(*WG*) ، جفت‌شده به یک موجبر مستقیم هستند. فاصله ی گاف بین مشدد و موجبر مستقیم در بازه‌ی *150-350 nm* تغییر داده می‌شود. هدف یافتن پارامترهای بهینه ای است که به مقادیر بالایی از *S* و *FOM* منجر می‌شوند. محاسبات با روش‌های تحلیلی *CTM* و *CMT*، انجام شده‌اند. روش‌های تمام تحلیلی ما تاثیر به سزایی در طراحی سریع زیست-حسگرهای نوری بر مبنای مشددهای *WG*، دارند. با توجه به محاسبات، پارامترهای *S* و *FOM* در زیست-حسگر بهینه شده به بیشترین مقادیر *134 nm/RIU* و *2200 /RIU* در طول موج *1550 nm*، دست یافته‌اند. *FOM* بالا و شعاع کوچک این زیست-حسگر، می‌تواند منجر به عملکرد بالای آن در شناسایی مقادیر کم از نمونه های زیستی (آنالیت)، شود.

کلید واژه- زیست-حسگر نوری، مد ویسپرینگ گالری، حساسیت.

Optimized Photonic Biosensors Based on Whispering Gallery Mode Disk Resonato Structures

Foroogh Khozeymeh[1] and Mohammad Razaghi[2]

[1]Dept. of Physics, School of Science, University of Kurdistan, Sanandaj, Iran

[2]Dept. of Electrical Eng., School of Engineering, University of Kurdistan, Sanandaj, Iran

Email address: fkhozeymeh@yahoo.com and mrazaghi@gmail.com

Abstract- In this paper, the sensitivity (S) and figure of merit (FOM) of disk resonator based photonic biosensors as a function of the gap distance, are studied. These biosensors include a whispering gallery mode (WGM) silicon disk resonator (7μm external radius), coupled to a waveguide (500 nm wide). Gap distance is changed in the range of 150-350 nm. The target is to find the optimized parameters of biosensor device for obtaining high S and FOM. Calculations have been done based on the analytical conformal transformation method (CTM), and coupled mode theory (CMT). Our fully analytical methods have an effective role in fast design of WGM resonator based biosensors. Based on our calculations, the S and FOM parameters of optimized biosensor can be increased up to 134 nm/RIU and 2200 /RIU, at resonance wavelength of 1550 nm. The high FOM and the small size radius of this disk resonator biosensor, allow a high performance device with application in sensing of low amounts of analyte.

Keywords: Photonic biosensor, Whispering gallery mode, Sensitivity

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

1 Introduction

Photonic biosensors are an important group of devices with numerous applications in the food and biomedical industry including gas sensing, glucose measurement, pathogen detection, and the study of protein–protein interactions. The photonic biosensors based on surface-plasmon-resonance (SPR), [1], has become the most common commercial implementation of evanescent-wave sensors [2]. However, there is a great deal of attention into alternative evanescent-wave based sensors. These kind of sensors could provide improvements in sensitivity, robustness, device size, and easy integration with optical sources and detectors [3]. Among the evanescent wave base biosensors, Whispering gallery mode (WGM) resonator based sensors are especially gaining attention. These biosensors could show high amount of quality factor (up to 10^{11}) and narrow resonances (causes low amounts of limit of detection) [4]. In WGM resonator based photonic biosensors, evanescent-field part of electromagnetic resonance, interact with the biological samples (analyt) on the medium. If the analyts have homogeneously distributed in the biological solution, bulk sensitivity (S) can be measured [3]. Here we examine the effect of gap distance changes on S and figure of merit (FOM) of a photonic biosensor based on whispering gallery mode disk resonator. Disk resonator utilization has the advantage of decreased scattering loss, compared to a ring resonator (since there is only one edge from which light can scatter). Furthermore a disk resonator can support multi WGM propagation. Regard this property, they can be used in biosensor devices with multi-analyte detection. Using the optimum gap distance between resonator and waveguide, maximize S and FOM (S=134 nm/RIU and FOM= 2200/RIU) will be demonstrated for transverse electric (TE) disk resonator based biosensors.

2 Principle and design

A schematic of considered biosensor is presented in Fig 1.

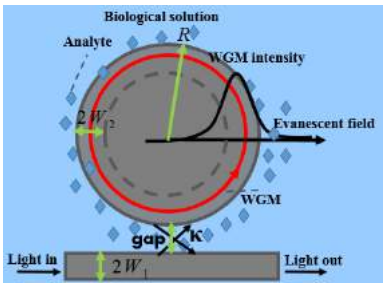


Fig. 1. A photonic WGM disk resonator based biosensor

The biosensor device consists of a WGM disk resonator laterally coupled to a straight waveguide. The input signal is directed to micro-disk. As it can be seen in Fig.1, the evanescent field of WGM resonance can interacts with biological solution. This solution including analyts, exist in close contact of resonator surface. These devices have been designed for TE modes. The core material is silicon with refractive index of n_{cor} =3.45. Both the substrate and cladding materials are silicon dioxides with n_{sub}= n_{cla}=1.46. The width of the bus waveguide ($2w_1$), has been fixed to 500 nm. Equivalent resonator waveguide width ($2w_2$) for disk resonator, is calculated as [5]. The gap distance between the straight waveguide and the WGM resonator is changed in range of 150-350 nm. The curvature radius has been imposed to be R≥7μm, in order to have negligible bending losses.

2.1 Problem formulation

When evanescent field part of a WGM (as a sensing signal), interact with analyt molecules, effective refractive index (n_{eff}) of WGM resonance wavelength, is changed. In fact, it causes a change of the effective refractive index (Δn_{eff}) of the optical confined WGM. This produces a net spectral shift in the resonator WGM resonance wavelength ($\Delta\lambda_{WGM}$). $\Delta\lambda_{WGM}$ is related to Δn_{eff} by the well-established resonance condition:

$$\Delta\lambda_{WGM} = \frac{2\pi R}{m}\Delta n_{eff} \quad (1)$$

where R is the WGM resonator radius and m is an integer representing the number of optical wavelengths around the resonator perimeter. By measuring $\Delta\lambda_{WGM}$ caused by Δn_{eff}, the analyte detection becomes possible. So first, we must be able to calculate exact amount of n_{eff}, experienced by WGM resonance wavelength in both the air and biological claddings.

2.2. Effective refractive index

For effective refractive index (n_{eff}) calculation, we use an analytical method. n_{eff} of WGM resonance wavelength in disk resonator have been found by conformal transformation (CTM), method [6]. In this method, a curved waveguide in real space is replaced with a straight waveguide in complex space. For finding n_{eff} of fundamental mode in straight waveguide, we have used a graphical method named b-v diagrams [7].

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

3 Result and discussion

3.1. Quality factor

After calculation of resonance mode n_{eff}, we can find the coupling coefficient (κ) between disk resonator and straight waveguide. Then, coupling quality factor (Q_k) of the resonance modes, can be obtained. A two dimensional coupled mod theory (2D CMT) [8], has been used for coupling analysis of the system. For considered disk resonator, intrinsic quality factor (Q_i) is found to be $Q_i \geq 20000$. Finally total quality factor which expressed as $Q_t^{-1}=Q_k^{-1}+Q_i^{-1}$, can be calculated. We examine variation of mentioned parameters in gap distance rage of 150-350 nm. Since the considered disk resonators can support multi-WGM propagation. All the calculations and graphs have been found for two first WGM resonance wavelength. The calculation results have been shown in Figs 2-4.

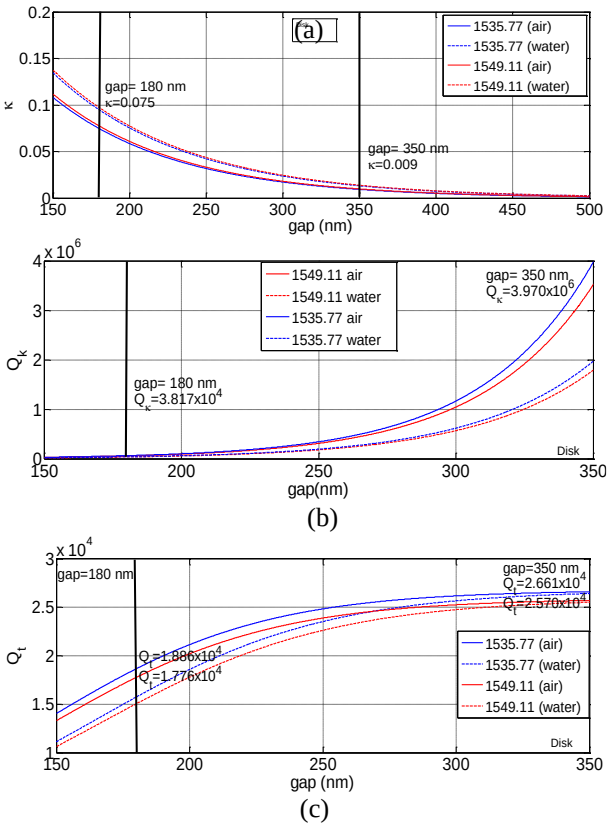


Fig. 2. Variations of a) κ, b) Q_k and c) Q_t, in different ranges of gap distance.

With increasing of gap distance (from 150 nm to 350 nm), exponential growing of Q_k factor is observed for both the TE WGM resonances. 1 and 2, (λ=1535.77 and 1549.11 nm respectively) (Fig. 2b). This behaviour is direct consequence of κ decreasing with gap distance increasing, in the same range of gap distance (Fig. 1a). Also the Q_t factor of TE WGM resonance 2, has been increased to high amount of 25700 at 350 nm gap distance, (see Fig.2c).

3.2 Sensitivity

The homogenous or bulk refractive index sensitivity of a WGM photonic based biosensor is defined as: $S=\Delta\lambda_{WGM}/\Delta n_{sol}$. Where $\Delta\lambda_{WGM}$ is calculated with using Eq.1, Δn_{sol} is bulk refractive index change of the solution flowing on top of the micro-disk. For S calculation, Δn_{eff} and $\Delta\lambda_{WGM}$ are calculated in different concentrations of glucose/water solutions (0.0 to 9.0 % weight/weight) flowing on cladding layer. To simulate these concentrations, we have changed the cladding refractive index from 1.333 to 1.350 (according to empirical relation of $\Delta n_{sol} = C\times1.375\times10^{-3}$ RIU/% [9], [10], between glucose concentration C and Δn_{sol}).

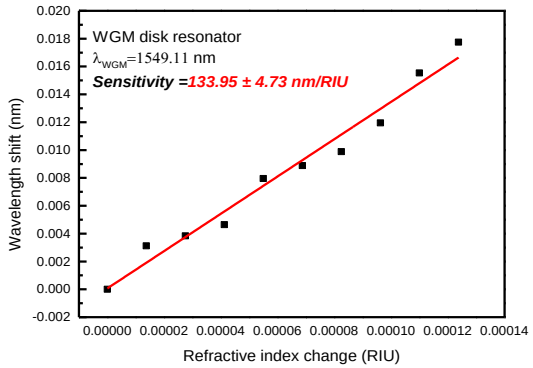


Fig. 3. Sensitivity of WGM disk resonator based biosensor with refractive index variation of solution.

3.3 Figure of merit

One of the characterizing parameters in biosensing domain is FOM. FOM depends only on the characteristics of the transducer part of an optical biosensor [11]. In case of a WGM based biosensor with total quality factor of Q_t, FOM can be defined as $FOM=Q_tS/\lambda_{WGM}$. Variation of FOM in different ranges of gap distance, has been presented in Fig. 4.

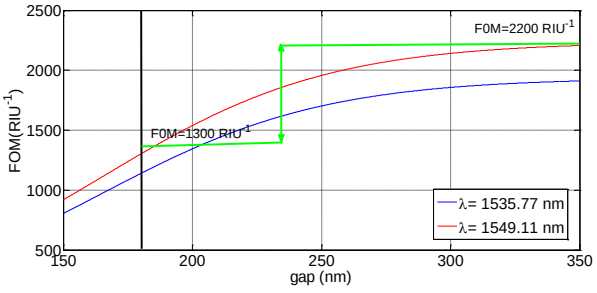


Fig. 4. Variations of FOM in different ranges of gap.

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

Also another parameters in bio-sensing domain, is intrinsic limit of detection (ILOD). It is defined as ILOD = FOM^{-1} = λ_{WGM} /Q_tS [12]. ILOD is the numerical amount of minimum refractive index unit change (Δn_{min}=ILOD), that can be detected by the resonator. Both the FOM and ILOD parameters, allow us to compare performance of photonic biosensors with different sensing mechanisms. Our proposed disk resonator based biosensor, shows the ILOD of $\leq 4.54\times10^{-4}$ RIU.

4 Conclusion

In the obtained optimized WGM disk resonator based biosensor, WGM with resonance wavelength of $\cong$ 1550 nm, is found to exhibit most S and FOM of 134 nm/RIU and 2200/RIU (at gap distance of 350 nm). Based on the high calculated Q_t values of this resonance at this resonator, in water solutions, ILOD of approximately as $\leq 4.5\times10^{-4}$ RIU for disk resonator sensor, was obtained. This amount of ILODs, have been improved by a factor of 0.6 compare with an SOI optimized strip waveguide resonator sensor with ILOD= 7.5×10^{-4}(RIU) [13]. A final remark is that we have found the optimized parameters for $\lambda \cong 1550$ nm, commonly used for telecommunications. Therefore, it has been very well characterized and offers several low-cost components. This study will allow creation of a fast and reliable biosensor, based on photonic disk resonator with high performances. These biosensors have applications in the areas of refractive index-based medical diagnoses and life sciences.

References

[1] Vollmer, Frank, and Lan Yang. "Review Label-free detection with high-Q microcavities: a review of biosensing mechanisms for integrated devices." *Nanophotonics* 1.3-4 (2012): 267-291.

[2] D. Andrews, ed. Photonics, *Biomedical Photonics*, Spectroscopy, and Microscopy. John Wiley & Sons, 2015.

[3] Ciminelli, Caterina, et al. "Label-free optical resonant sensors for biochemical applications." *Progress in Quantum Electronics* 37.2 (2013): 51-107.

[4] Righini, G. C., et al. "Whispering gallery mode microresonators: fundamentals and applications." *Rivista del Nuovo Cimento* 34.7 (2011): 435-488.

[5] Rowland, D. R., and J. D. Love. "Evanescent wave coupling of whispering gallery modes of a dielectric cylinder." *IEE Proceedings J (Optoelectronics)* 140.3 (1993): 177-188.

[6] M. Heiblum and Jay Harris. "Analysis of curved optical waveguides by conformal transformation," *IEEE Journal of Quantum Electronics* 11.2 (1975): 75-83.

[7] H. Kogelnik and V. Ramaswamy. "Scaling rules for thin-film optical waveguides," *Applied Optics*, 13.8 (1974): 1857-1862.

[8] K. Okamoto, *Fundamentals of optical waveguides*. Academic press, 2010.

[9] Mancinelli, Mattia, et al. "Reconfigurable optical routers based on Coupled Resonator Induced Transparency resonances." *Optics express* 20.21 (2012): 23856-23864.

[10] bin Mat Yunus, W. Mahmood, and Azizan bin Abdul Rahman. "Refractive index of solutions at high concentrations." *Applied optics* 27.16 (1988): 3341-3343.

[11] M. White and Xudong Fan. "On the performance quantification of resonant refractive index sensors," *Optics express*, 16.2 (2008): 1020-1028.

[12] Grist, Samantha M., et al. "Silicon photonic micro-disk resonators for label-free biosensing." *Optics express* 21.7 (2013): 7994-8006.

[13] TalebiFard, Sahba, et al. "Optimized sensitivity of Silicon-on-Insulator (SOI) strip waveguide resonator sensor." *Biomedical optics express* 8.2 (2017): 500-511.

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

مطالعه استحاله ساختاری پروسکایت های ترکیب هالوژنی

فرزاد مرده‌کتانی اصل[۱]، زهرا یگانگی[۱]، بهرام عبداللهی نژند[۱،۲] و محمدکاظم مروج فرشی[۱]

۱ دانشگاه تربیت مدرس، دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر

[۲] جهاد دانشگاهی تربیت مدرس، گروه تکنولوژی نانوذرات

چکیده – مواد پروسکایتی به واسطه خواص اپتوالکترونیکی خارق‌العاده‌ای که دارند، در طی سال‌های اخیر مورد توجه بسیاری قرار گرفته‌اند. علی‌رغم پیشرفت‌های فراوان در زمینه ساخت سلول‌های خورشیدی پروسکایتی با بازده بالا، همچنان ابهامات فراوانی در مورد نحوه عملکرد آنها وجود دارد. یکی از مهمترین مشکلات سلولهای خورشیدی پروسکایتی پایداری طولانی مدت این مواد است. در این پژوهش نحوه تشکیل پروسکایت با استفاده از دو پیش ماده یدید سرب و متیل آمونیوم کلرید بررسی شده‌است. یدید سرب با استفاده از روش لایه نشانی دورانی رایج در روش‌های چند مرحله‌ای لایه نشانی شده‌است. در مرحله بعدی این پیش ماده در معرض ماده متیل آمونیوم کلرید در زمان‌های مختلف قرار گرفته‌است. نتایج به دست آمده با روش‌های مشخصه‌یابی الگوی پراش اشعه ایکس و همچنین طیف جذب نوری، نشان دهنده تغییر مواد تشکیل شده در زمان‌های متفاوت است.

کلید واژه- حداکثر چهار یا پنج واژه کلیدی مرتبط با مقاله را به‌ترتیب الفبا، به‌طوری که با کاما از هم جدا شده باشند، ذکر کنید.

Study of Structural Phase Transformation in Halide Pervoskites

Farzad Mardekatani Asl[1], Zahra Yeganegi[1], Bahram Abolladhi-Nejand[1, 2] and Mohammad Kazem Moravvej-Farshi[1]

1 School of Electrical and Computer Engineering, Tarbiat Modares University, Tehran-Iran

2 Nanomaterial Research Group, Academic Center for Education, Culture and Research (ACECR) on TMU, Tehran, Iran

Abstract- Perovskite materials have gained a lot of attention because of their extraordinary optoelectronics properties. Solarcells based on these materials have reached power conversion efficiency of above 20% in a short period of time. However, there has still work to do about their stability and durability. In this work we demonstrate the effect of CH_3NH_3Cl on PbI_2 to produce a perovskite layer. PbI_2 , the first precursor, was deposited using common spin coating method mentioned in literature. The deposited layer was exposed to CH_3NH_3Cl solution. XRD and UV-Visible

Keywords:

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

Study of Structural Phase Transformation in Halide Pervoskites

Farzad Mardekatani Asl	Zahra Yeganegi	Bahram Abollahi-Nejand	Mohammad Kazem Moravvej-Farshi
fmardekatani@modares.ac.ir	zhr.yegane@modares.ac.ir	b.abdollahi@modares.ac.ir	

1 Introduction

Metal Halide perovskites due to their excellent optoelectronics properties have emerged as a potential absorber layer for thin film solar cells[1]–[3]. Their high carrier mobility and high optical absorption are the main reasons of their excellent photovoltaic properties[4], [5]. Solar cells fabricated using perovskite materials have reached the efficiencies above 20% recently[6]. Moreover the main advantages of these materials over other photovoltaic technologies are their low cost and facile deposition methods[5], [7]. But still, they lack a long durability and also presence of lead in their structure has caused environmental concerns[5], [8].

Methyl ammonium lead triiodide ($MAPbI_3$) is the main perovskite material that is used as light absorber for solar cells[5], [9]. Mixed halide perovskites are also used to tune the bandgap and durability of fabricated devices and [10]–[12]. Bromine as another halide has been added to the structure of perovskite[10]. Increased bandgap in comparison to $MAPbI_3$ is the first consequence of adding bromine in the perovskite structure[10]. Another effect of bromine is increasing the stability of perovskite structure. It has been shown by Noh and et al that perovskites with a certain amount of bromine in their structure are more resistant to humidity and other environmental effects[10].

But chlorine as another halide has a different behaviour in perovskite structure. The first solar cell using perovskite as light absorber in the work of Snaith and co-workers, used $MAPbI_{3-x}Cl_x$ [11]. Later studies on $MAPbI_{3-x}Clx$ have showed a diffusion length longer than 1μm[4]. Yang and co-workers showed that chlorine is escaping the structure during the formation on perovskite layer and it only helps to enlarge the grain boundaries [13].

In this work, we have used methyl ammonium chloride (MACl) to convert PbI_2 to perovskite layer. Perovskite layers showed a two phase structure at short times of dipping but for the long times a single phase structure of mixed halide perovskite is fabricated. The best cell fabricated using this method showed a power conversion efficiency (PCE) of 5.4%

.

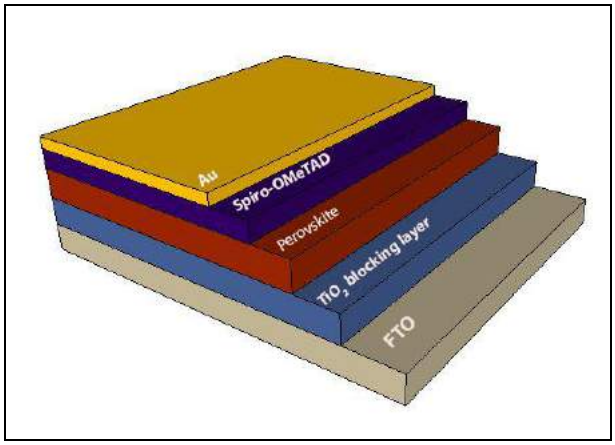


Figure 1: Fabricated device structure

2 Experimental Details

2.1 Preparing compact layer

FTO-coated glass substrates were patterned by Zn powder and 2M HCl solution etching. The

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

patterned FTO substrates were cleaned by soap-deionized water solution, followed by ultrasonication at 50℃ deionized water, ethanol, and isopropanol, and then subject to an O_3/ultraviolet treatment for 20 min to room temperature. First a ltc-TiO_2 deposited on FTO and after treated with 200mM $TiCl_4$ at 70° C for 20 minutes[14].

2.2 Deposition of perovskite layer

PbI_2 layer was deposited by spin coating of 1.25M solution of PbI_2 in *N*,*N*-dimethylformamide (DMF). The layers are dipped into a MACl precursor with a concentration of 10mg/mL for different times. It is followed by a thermal annealing of 100° C on a hotplate for 10 minutes.

2.3 Deposition of Spiro-OMeTAD/Au

Spiro-OMeTAD-based hole transporting layer was deposited using preparation method mentioned in previous works [9]. Au as a back contact was deposited by thermal evaporation. The fabricated layer is 100nm thick.

3 Results and Discussion

Fabricating perovskite layer with the sequential steps method is a well-known and common method to produce a uniform and low pin-hole layer[3]. In this regard, we used MACl for the second precursor to convert the first precursor to perovskite.

Fabricated perovskite layer in the first time due to the figure 2 has shown a two phase structure. We can see in the XRD results that there are two peaks for perovskite layer. One in 14.1 for the $MAPbI_3$ and one in 15.6 for the mixed perovskite layer. But as we increase the dipping time the peak relating to $MAPbI_3$ is disappearing. Moreover, the main peak in the 12.6 is related to remained PbI_2 layer. But as shown in figure 2(black curve), by increasing the time of dipping all the PbI_2 is converted to perovskite. XRD results also indicate a high crystalline mixed perovskite layer.

One of the main characteristics for absorber layers in solar cells are their absorption spectrum. $MAPbI_3$ absorbs light from 1.55 eV photon energy and higher[15]. Fabricated perovskite layers have shown two absorption onset, indicating their two phase structure.

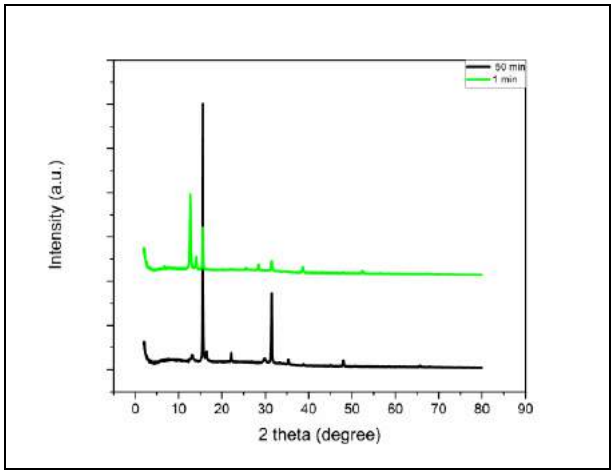


Figure 2: XRD measurement for fabricated layers

Figure 3 shows the absorption spectrum of the deposited layers.

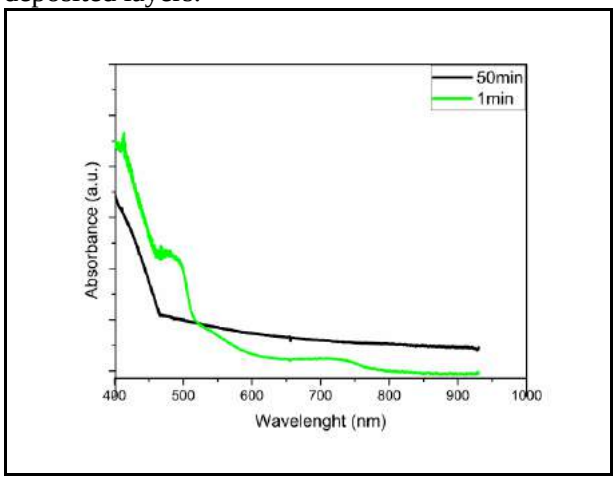


Figure 3: UV-Visible spectrum for fabricated layers

Fabricated devices using the two phase perovskite layers with the normal device architecture, has reached a PCE of 5.4% and open circuit voltage of 1.02 volts.

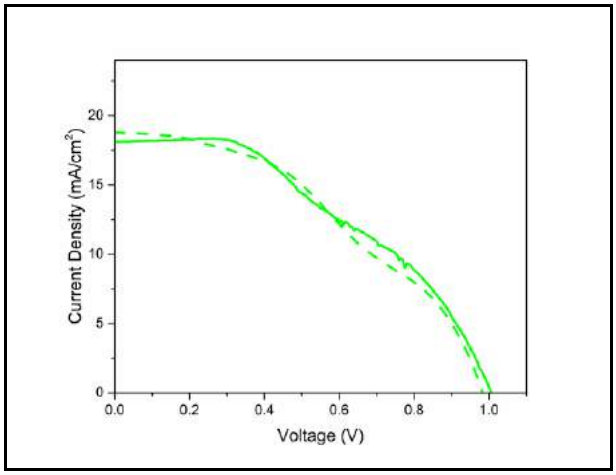


Figure 4: J-V measurements of fabricated devices (dashed line shows the reverse scan)

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

4 Conclusion

A sequential method with a new second precursor was studied. For short periods of dipping in second precursor a two phase perovskite structure was fabricated. As we increased the time of dipping the $MAPbI_3$ disappeared.

Devices fabricated using the two phase perovskite layer has shown a PCE of 5.4% and open circuit voltage of 1.02 volts.

Acknowledgements

The authors would like to thank NOPL for the equipment and Mr Masoud Payandeh for technical help and constructive discussions.

References

[1] M. M. Lee, J. Teuscher, T. Miyasaka, T. N. Murakami, and H. J. Snaith, "Efficient Hybrid Solar Cells Based on Meso-Superstructured Organometal Halide Perovskites," *Science (80-.).*, vol. 338, no. 6107, pp. 643–647, Nov. 2012.

[2] M. Liu, M. B. Johnston, and H. J. Snaith, "Efficient planar heterojunction perovskite solar cells by vapour deposition," *Nature*, vol. 501, no. 7467, pp. 395–398, 2013.

[3] J. Burschka *et al.*, "Sequential deposition as a route to high-performance perovskite-sensitized solar cells," *Nature*, vol. 499, no. 7458, pp. 316–319, Jul. 2013.

[4] S. D. Stranks *et al.*, "Electron-Hole Diffusion Lengths Exceeding 1 Micrometer in an Organometal Trihalide Perovskite Absorber," *Science (80-.).*, vol. 342, no. 6156, pp. 341–344, Oct. 2013.

[5] S. Shi, Y. Li, X. Li, and H. Wang, "Advancements in all-solid-state hybrid solar cells based on organometal halide perovskites," *Mater. Horiz.*, vol. 2, no. 4, pp. 378–405, 2015.

[6] M. Saliba *et al.*, "Cesium-containing triple cation perovskite solar cells: improved stability, reproducibility and high efficiency," *Energy Environ. Sci.*, vol. 9, no. 6, pp. 1989–1997, 2016.

[7] P. Nazari, F. Ansari, B. Abdollahi Nejand, V. Ahmadi, M. Payandeh, and M. Salavati-Niasari, "Physicochemical Interface Engineering of CuI/Cu as Advanced Potential Hole-Transporting Materials/Metal Contact Couples in Hysteresis-Free Ultralow-Cost and Large-Area Perovskite Solar Cells," *J. Phys. Chem. C*, vol. 121, no. 40, pp. 21935–21944, Oct. 2017.

[8] F. Giustino and H. J. Snaith, "Toward Lead-Free Perovskite Solar Cells," *ACS Energy Lett.*, vol. 1, no. 6, pp. 1233–1240, Dec. 2016.

[9] J.-H. Im, I.-H. Jang, N. Pellet, M. Grätzel, and N.-G. Park, "Growth of CH3NH3PbI3 cuboids with controlled size for high-efficiency perovskite solar cells," *Nat. Nanotechnol.*, vol. 9, no. 11, pp. 927–932, Aug. 2014.

[10] J. H. Noh, S. H. Im, J. H. Heo, T. N. Mandal, and S. Il Seok, "Chemical Management for Colorful, Efficient, and Stable Inorganic–Organic Hybrid Nanostructured Solar Cells," *Nano Lett.*, vol. 13, no. 4, pp. 1764–1769, Apr. 2013.

[11] M. M. Lee, J. Teuscher, T. Miyasaka, T. N. Murakami, and H. J. Snaith, "Efficient Hybrid Solar Cells Based on Meso-Superstructured Organometal Halide Perovskites," *Science (80-.).*, vol. 338, no. 6107, pp. 643–647, Nov. 2012.

[12] S. A. Kulkarni, T. Baikie, P. P. Boix, N. Yantara, N. Mathews, and S. Mhaisalkar, "Band-gap tuning of lead halide perovskites using a sequential deposition process," *J. Mater. Chem. A*, vol. 2, no. 24, pp. 9221–9225, 2014.

[13] Q. Chen *et al.*, "The optoelectronic role of chlorine in CH3NH3PbI3(Cl)-based perovskite solar cells," *Nat. Commun.*, vol. 6, pp. 1–9, 2015.

[14] Z. Liu *et al.*, "Low-Temperature TiO x Compact Layer for Planar Heterojunction Perovskite Solar Cells," *ACS Appl. Mater. Interfaces*, vol. 8, no. 17, pp. 11076–11083, May 2016.

[15] W.-J. Yin, J.-H. Yang, J. Kang, Y. Yan, and S. Wei, "Halide perovskite materials for solar cells: a theoretical review," *J. Mater. Chem. A*, vol. 3, no. 17, pp. 8926–8942, 2015.

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

بهبود خروجی دیودنورگسیل پروسکایتی بر پایه شبیه سازی

مسعود پاینده، وحید احمدی ، فرزانه عرب پور رق آبادی

دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر، دانشگاه تربیت مدرس، تهران.

چکیده – در این کار، با استفاده از نرم افزار شبیه ساز دو بعدی، دیود نورگسیل پروسکایتی مورد بررسی قرار گرفته‌است و خروجی نوری آن بهینه شده‌است. بهبود کارآیی این افزاره به عنوان تابعی از ضخامت ناحیه فعال واکاوی شد. نتایج نشان می دهد که بیشترین لومینسانس خروجی با لایه پروسکایتی با ضخامت در محدوده 5-20 نانو متر قابل دستیابی است. همچنین، چگالی حالات تله ها که بیانگر کیفیت لایه فعال است، یکی ازفاکتورهای بسیار مهم در بازدهی دیود نورگسیل پروسکایتی به شمار می‌رود. نشان داده شده است با تغییر طول عمر حامل ها از 5 تا 500 نانو ثانیه که نتیجه تغییر چگالی حالات تله ها از 10^{-12} برای پلی کریستال به 10^{-16} بر سانتی متر مکعب برای تک کریستال است، لومینسانس نور خروجی از 2.75 به 3.26 وات بر متر مربع افزایش یافته است یعنی افزایش 18.5 در صد برای لومینسانس خروجی نور.

کلمات کلیدی: دیود نور گسیل پروسکایتی، شبیه ساز یک بعدی، چگالی حالت تله، بازترکیب SRH

Simulation Based Optimization of Optical Output for Perovskite Light Emitting Diode

Masoud Payandeh, Vahid Ahmadi*, Farzaneh Arabpour Roghabadi

Faculty of Electrical and Computer Engineering, Tarbiat Modares University, Tehran-Iran.

*V_ahmadi@modares.ac.ir

Abstract- In this work, perovskite light emitting diode (PeLED) has been analyzed using two-dimensional simulation and its optical output is optimized. The device performance is investigated as a function of the perovskite thickness, as the active layer. The result reveals that the highest luminescence can be achieved by a perovskite layer with a thickness in the range of 5-20 nm. Furthermore, the density of trap states which indicates the quality of the active layer, is considered as one of the most substantial parameters to improve the efficiency of PeLEDs. It is shown that by increasing the lifetime of the carriers from 5 ns to 500 ns as a result of density of trap states reduction from 10^{-12} cm^{-3} for polycrystalline to 10^{-16} cm^{-3} for single crystal perovskite, the maximum luminous power enhances from 2.75 W/m^2 to 3.26 W/m^2 i.e. 18.5% increment in luminous power.

Keywords: Perovskite light emitting diodes, two-dimensional simulation, Trap density of state, SRH recombination

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

1 Introduction

Organometal halide perovskites have been regarded as promising materials for optoelectronic applications with high efficiency such as solar cells[1], photodetectors [2] , optical amplifiers, light emitting diodes (LEDs), and laser diodes [3]. In 2014, the first high-brightness infrared and visible electroluminescence (EL) from solution-processed perovskite materials was demonstrated at room temperature [4].This extraordinary feature, along with other unique electrical and optical properties represent perovskite materials as appropriate candidates for high-performance, large area and low cost LEDs [4, 5]. The high colour purity of perovskite with full width at half maximum (FWHM) less than 20 nm distinguish the PeLEDs from conventional LEDs and introduce them as promising candidates for future LEDs [5] .

In spite of rapid progress in the efficiency of PeLED, the operation mechanism and factors affecting PeLEDs performance still have not been fully understood. PeLED can be considered as a device with thin-film structure similar to thin-film compound semiconductor LEDs, such as GaAs that consist of flat layer stacks.

The basic difference between organic and inorganic materials, which used for LEDs as emission layer is exciton type. In typical organic light emitter, the exciton is Frenkel-type. However, perovskite materials have Wannier-type excitons with low exciton binding energy such as $E_b \sim 76$ or 150 meV for $CH_3NH_3PbBr_3$[5] . In this work, the PeLED is simulated and analyzed. The effect of the active layer thickness and the density of trap states on the device performance is investigated and the optimum conditions are determined.

2 Device structure and parameters

Figure 1 shows the schematic structure of the simulated device. As observed, the device has a multilayer structure that consists of ITO/ PEDOT:PSS / $CH_3NH_3PbBr_3$ /ZnO / Ag . The material parameters for PeLED used in simulation has been selected from reported experimental works and shown in Table 1.

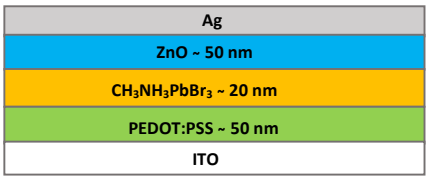


Figure 1. The device architecture of PeLED used in simulation with $CH_3NH_3PbBr_3$ as an active layer.

3 Optical and electrical models and parameters

The carrier concentration dependent total recombination rate leading to spontaneous emission can be quantitatively described by the following equation [6, 7] :

$$\frac{dn(t)}{dt} = -k_1\, n(t) - k_2\, n^2(t) - k_3\, n^3(t) \quad (1)$$

Where n (t) is the charge carrier density and k_1, k_2 and k_3 denote the monomolecular, bimolecular and trimolecular recombination rate constants.

Table 1. Material parameters for PeLED used in simulation [7-10].

Parameter	PEDOT:PSS	$CH_3NH_3PbBr_3$	ZnO
Thickness (nm)	50 nm	10-500 nm	50 nm
N_A (cm^{-3})	1.0×10^{18}	2.0×10^{15}	-
N_D (cm^{-3})	-	-	1.0×10^{18}
ε_r	3	18	9
χ (eV)	2.45	3.6	4
E_g (eV)	2.8	2.3	3.3
μ_n (cm^2 / Vs)	2×10^{-4}	30	100
μ_p (cm^2 / Vs)	2×10^{-4}	30	25

3.1 Radiative recombination

The simplest carrier decay process is spontaneous band-to-band recombination. Radiative recombination rate without momentum conservation can be written as [11]:

$$R_{np}^{OPT} = B_r\, np \quad (2)$$

B_r is related to transition probability and defined as the coefficient for band-to-band recombination. n and p are the electron and hole concentrations. The total band-to-band recombination is:

$$R_{np}^{ex} = B_r\, (np - n_i^2) \quad (3)$$

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

The n_i is the intrinsic carrier concentration and its value for perovskite is 1.97×10^{7} cm^{-3}.

3.2 Auger recombination

Auger recombination has been modelled using the following expression:

$$R_{Auger} = C_n\,(pn^2 - n_0 n_i^2) + C_p(np^2 - p_0 n_i^2) \quad (4)$$

where C_n and C_p are the Auger coefficients.

3.3 Shockley-Read-Hall (SRH) recombination

The basic SRH recombination as a result of trap states in band gap is modelled as follows:

$$R_{SRH} = \frac{pn - n_i^2}{\tau_{n0}\left[p + n_i exp\left(\frac{E_i - E_t}{k_b T}\right)\right] + \tau_{p0}\left[n + n_i exp\left(\frac{E_t - E_i}{k_b T}\right)\right]} \quad (5)$$

k_b is Boltzmann's constant and E_i and E_t are the intrinsic Fermi level and trap energy level, respectively. τ_{n0} and τ_{p0} are the electron and hole lifetimes, respectively.

By solving Poisson equation along with electron and hole continuity equations, the current density- voltage curves are obtained.

The Auger, SRH and radiative recombination rate are included in the recombination term in the carrier continuity equations. According to equation 1 the values of the radiative and nonradiative constants for perovskite film has been obtained from experimental data [6, 7] and shown in Table 2.

Table 2. The values of the radiative and nonradiative constants for perovskite film[6].

	k_1 (μs^{-1})	k_2 ($cm^3\ s^{-1}$)	k_3 ($cm^6\ s^{-1}$)
$CH_3NH_3PbBr_3$	27.2	4.9×10^{-10}	13.5×10^{-28}

4 Results and discussion

The thickness of the emission layer is one of the most important parameters to determine the performance of PeLEDs. Here, the impact of $CH_3NH_3PbBr_3$ thickness on the optical output of the device is investigated. The I-V (Current-Voltage) curves are shown in Figure 2 and the luminous-Current curves are presented in Figure 3. From these results we can find that the optical output of PeLED increases with decreasing the thickness of perovskite layer. In Figure 2 we can see that for 5 nm perovskite thickness the maximum current passing through active layer at 7 V is greater than other. The thinner perovskite layer leads to lower resistance and thus higher current. A large current means that the number of carriers that reaches to active layer is high. The luminous power of PeLED with 5 nm perovskite thickness is greater than other as a result of higher current, which show in Figure 3. The maximum current efficiency of PeLED for different perovskite thickness 3, 5, 20, 50, and 100 nm calculated 0.66, 0.74, 0.71, 0.68, and 0.61 cd/A, respectively. These results show that the optimum thickness for PeLEDs is 5 nm. Considering device manufacturing constraints, we introduce the optimum 20 nm thickness for perovskite layer which is consistent with the experimental data [4] . It should be noted that the maximum luminous power of 3.3 W/m^2 is equivalent to 2186 cd/m^2 that in line with experimental data[12].

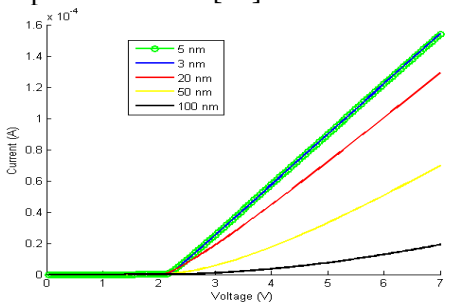


Figure 2. The I-V curves for different perovskite thicknesses.

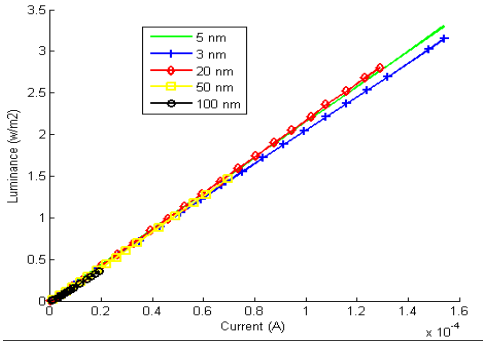


Figure 3. The luminous-current curves for different perovskite thicknesses.

In addition to thickness, the quality of active layer is regarded as one of the most substantial parameters to improve the efficiency of PeLEDs. Model that obtains the impact of emission layer quality on the efficiency of PeLEDs is SRH recombination. According to equation 5, by changing the carrier lifetime which is

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

proportional to the defect density, the impact of active layer quality on the device performance can be obtained. It is revealed that in the perovskite layer with lower density of trap states and higher carrier lifetime, SRH recombination reduces and subsequently leads to the device performance enhancement. Figure 4 shows that by increasing the lifetime of the carriers from 5 ns to 500 ns as a result of density of trap states reduction from 10^{-12} for polycrystalline to 10^{-16} for single crystal perovskite, the maximum luminous power enhanced from 2.75 W/m^2 to 3.26 W/m^2 i.e. 18.5% increasing in luminous power. In addition, the maximum current efficiency enhanced from 0.71 cd/A to 0.76 cd/A.

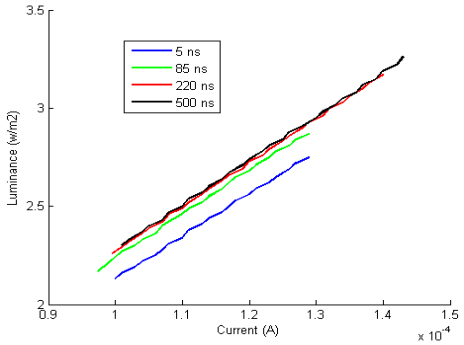


Figure 4. The luminous -current curves for different carrier lifetimes.

5 Conclusion

In summary, perovskite LED was electrically and optically simulated and analysed. The effect of active layer thickness on the performance was investigated and the optimum value for achieving the highest efficiency was determined to be in the range of 5-20nm. Further, the performance of the device was investigated as a function of the density of trap stats in perovskite layer. It was revealed that by reducing the defect density and enhancing charge lifetime, the SRH recombination decreases and the device efficiency improved.

Acknowledgements

The author would like to thank Dr Bahram Abdollahi and Mr Farzad Mardekatani Asl for valuable technical discussions.

References

[1] N.-G. Park, "Perovskite solar cells: an emerging photovoltaic technology," *Materials Today*, vol. 18, pp. 65-72, 2015/03/01/ 2015.

[2] O. A. Jaramillo-Quintero, R. S. Sanchez, M. Rincon, and I. Mora-Sero, "Bright Visible-Infrared Light Emitting Diodes Based on Hybrid Halide Perovskite with Spiro-OMeTAD as a Hole-Injecting Layer," *The Journal of Physical Chemistry Letters*, vol. 6, pp. 1883-1890, 2015/05/21 2015.

[3] B. R. Sutherland and E. H. Sargent, "Perovskite photonic sources," *Nat Photon*, vol. 10, pp. 295-302, 05//print 2016.

[4] Z.-K. Tan, R. S. Moghaddam, M. L. Lai, P. Docampo, R. Higler, F. Deschler, *et al.*, "Bright light-emitting diodes based on organometal halide perovskite," *Nat Nano*, vol. 9, pp. 687-692, 09//print 2014.

[5] Y.-H. Kim, H. Cho, and T.-W. Lee, "Metal halide perovskite light emitters," *Proceedings of the National Academy of Sciences*, vol. 113, pp. 11694-11702, October 18, 2016 2016.

[6] Y. Yang, M. Yang, Z. Li, R. Crisp, K. Zhu, and M. C. Beard, "Comparison of Recombination Dynamics in CH3NH3PbBr3 and CH3NH3PbI3 Perovskite Films: Influence of Exciton Binding Energy," *The Journal of Physical Chemistry Letters*, vol. 6, pp. 4688-4692, 2015/12/03 2015.

[7] C. Wehrenfennig, G. E. Eperon, M. B. Johnston, H. J. Snaith, and L. M. Herz, "High Charge Carrier Mobilities and Lifetimes in Organolead Trihalide Perovskites," *Advanced Materials*, vol. 26, pp. 1584-1589, 2014.

[8] R. L. Z. Hoye, M. R. Chua, K. P. Musselman, G. Li, M.-L. Lai, Z.-K. Tan, *et al.*, "Enhanced Performance in Fluorene-Free Organometal Halide Perovskite Light-Emitting Diodes using Tunable, Low Electron Affinity Oxide Electron Injectors," *Advanced Materials*, vol. 27, pp. 1414-1419, 2015.

[9] T. Minemoto and M. Murata, "Theoretical analysis on effect of band offsets in perovskite solar cells," *Solar Energy Materials and Solar Cells*, vol. 133, pp. 8-14, 2015/02/01/ 2015.

[10] P. A. S. Bansal, "Evaluation of new maaterials for electron and hole transport layers in perovskite-based solar cell through SCAPS-1D simulations," presented at the IEEE, University of Nevada Las Vegas, 2016.

[11] P. Bhattacharya, *Semiconductor Optoelectronic Devices*, 2006.

[12] H. Cho, S.-H. Jeong, M.-H. Park, Y.-H. Kim, C. Wolf, C.-L. Lee, *et al.*, "Overcoming the electroluminescence efficiency limitations of perovskite light-emitting diodes," *Science*, vol. 350, pp. 1222-1225, 2015.

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

)

بیست و چهارمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک و
دهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران
۱۰ الی ۱۲ بهمن ۹۶ - دانشگاه شهرکرد
24th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2018) and
9th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2018)
Jan 30 - Feb 1 , 2018 - Shahrekord University

تاثیر برم بر روی پروسکایت ترکیب هالوژنی

زهرا یگانگی[۱]، فرزاد مرده کتانی اصل[۱]، بهرام عبداللهی نژند [۱،۲]، محمد کاظم مروج فرشی[۱]

[۱] دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر، دانشگاه تربت مدرس، تهران، ایران

[۲] گروه تکنولوژی نانوذرات، جهاد دانشگاهی دانشگاه تربیت مدرس، تهران، ایران

چکیده

سلول خورشیدی پروسکایتی ترکیب هالوژنی با روش لایه نشانی دو مرحله‌ای پروسکایت معرفی می‌شود. سرب و ید از پیش ماده سرب یدید و برم از پیش ماده متیل آمونیوم برماید تهیه می‌شود. تاثیر برم روی ولتاژ مدار باز و گاف انرژی سلول خورشیدی نشان داده می‌شود. افزودن برم به پروسکایت یدی باعث بهبود مورفولوژی سطح و پهن‌تر شدن گاف انرژی پروسکایت و در نتیجه افزایش ولتاژ مدار باز سلول خورشیدی حاصل می‌شود. اما، بروم با متخلخل کردن ساختار پروسکایت، باعث کاهش جریان اتصال کوتاه سلول می‌شود. آنالیزجذب فرابنفش-مرئی نشان می‌دهد این ساختار پروسکایت دو گاف انرژی دارد. به عبارت دیگر پروسکایت حاصل دوفازی است.

کلید واژه: سلول خورشیدی، پروسکایت، متیل آمونیوم برماید، ولتاژ مدار باز، جریان اتصال کوتاه.

The effect of bromine on the mixed halide perovskite

Zahra Yeganegi [1], Farzad Mardekatani Asl [1], Bahram Abdollahi-Nejand [2], Mohammad Kazem Moravvej-Farshi [3]

[1,2,3] Faculty of Electrical and Computer Engineering, Tarbiat Modares University, P. O. Box 14115-194, Tehran 1411713116, Iran

[2] Nanomaterial Research Group, Academic Center for Education, Culture, and Research (ACECR), TMU, Tehran 1411713116, Iran

Abstract

Using the sequential deposition method, we introduce a mix halide perovskite solar cell. The Pb and I are provided by PbI_2 precursor and Br is delivered by Methyl ammonium bromide (MABr) precursor. The effect of Br on the open circuit voltage (V_{OC}) and the band gap is studied. Addition of Br to the iodide-based perovskite improves its surface morphology and widens the perovskite bandgap, and hence increases the resulting solar cell V_{OC}. However, pinholes created in the perovskite layer due to addition Br results in a dramatically reduced short circuit current density (J_{SC}). The UV-Vis spectroscopy, indicating two optical bandgaps, confirms a two-phase perovskite structure is produced.

Keywords: Keywords: Solar cell, perovskite, MABr, open circuit voltage, short circuit current.

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

The effect of bromine on the mixed halide perovskite

Zahra Yeganegi Zhr.yegane@modares.ac.ir
Farzad Mardekatani Asl fmardekatani@modares.ac.ir
Bahram Abdollahi Nejand b.abdollahi@modares.ac.ir
Mohammad Kazem Moravvej-Farshi moravvej@modares.ac.ir

1 Introduction

In general, the low cost, low power consumption, and high light absorption are very important challenges in the solar cells technology. [1],[2],[3],[4]
Perovskite-based solar cells (PSCs) have the potential to overcome these fundamental challenges. The discovery of perovskite materials has improved the solar-energy conversion because of their extraordinary optoelectronic characteristics such as long diffusion lengths, low recombination rate, high light absorption coefficient and tunable band gap.[5] In the primary of perovskite solar cells, the reported power conversion efficiency (PCE) was 3.8. With the extensive study of perovskite (PSK) the crystalline structure of this material has improved, and recently, a pinhole free perovskite layer has achieved. [2],[4] The highest power conversion efficiency obtained for the perovskite solar cells is 22.7%. [6]
In this research, we have studied the effect of bromine on the morphology and the grain size of PSK. Also, we have considered the impact of mixed halide precursors (i.e. Br and I) on the photovoltaic performance of PSCs. [5],[7],[8] We have confirmed that V_{OC} has increased due to increasing the band gap. When the iodide-based perovskite doped with Br^- content, short circuit current has decreased influenced by the pinholes in the perovskite structure. The mixed halide perovskite-based solar cells have a desirable stability.
At the previous work, halogen ions (i.e. Br and Cl) doped the perovskite layer for tuning the band gap and increasing the V_{OC}. [9],[10],[11],[12] The surface coverage and morphology of thin film PSK very impressed with deposition methods. In this work, we have prepared perovskite layer via sequential two-step deposition. [7], [8]

2 Perovskite Preparation

We have spin-coated the perovskite layer with the sequential deposition method that improves the stability and optical and electronic properties of the photo-absorbing layer. Figure 1 shows the two-step deposition method for the formation of $CH_3NH_3PbI_{3-x}Br_x$ thin film perovskite. [8]

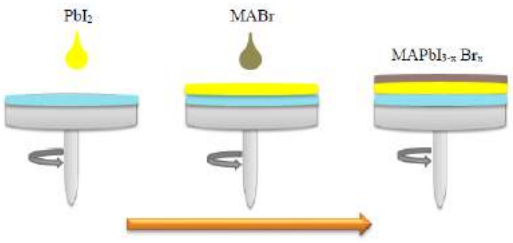


Figure 1: Schematic of sequential spin-coating for the $CH_3NH_3PbI_{3-x}Br_x$ based perovskite layer.

In this method, first, we have deposited the PbI_2 solution on top of the mesoporous TiO_2 followed by annealing the film on the hotplate. Then, we have deposited the bromide solution (i.e., MABr) on top of the PbI_2 surface and annealed again on the hot plate to form a dark perovskite film (Fig 1).

3 Result and Discussion

Figure 2 shows the absorption spectra of deposited thin film PSK as measured with UV-vis spectroscopy. We have measured the optical band gaps of $CH_3NH_3PbI_{3-x}Br_x$ which are larger than the

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

previously reported value for the iodine-based perovskite layer. The $CH_3NH_3PbI_{3-x}Br_x$ perovskite layer has shown two absorbance edges and two band gaps.
Appearing two absorbance edges evoke formation of the two-phase crystalline structure of perovskite. In the growth of the perovskite structure, Br atoms could place in the perovskite structure so the mixed halide perovskite structure has formed.

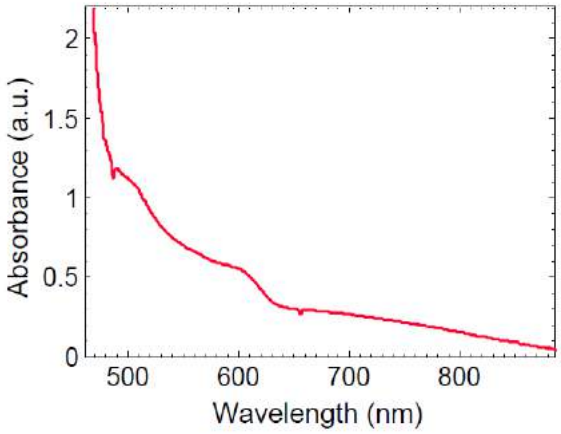


Figure 2: The perovskite absorption spectrum.

The X-ray diffraction pattern, which agrees well with the previous statement for the absorbance spectra. It proves a validation that the sequential deposition process successfully produces two-phase perovskite. Figure 3 shows the obvious $CH_3NH_3PbI_{3-x}Br_x$ based perovskite main peak. The main peak of perovskite appearances at the 14.52°. The main peak appearance at the 14.02° for the iodide-based perovskite. The shift in the perovskite peak has illustrated that Br ions have incorporated in the crystal structure. In additional, diffraction

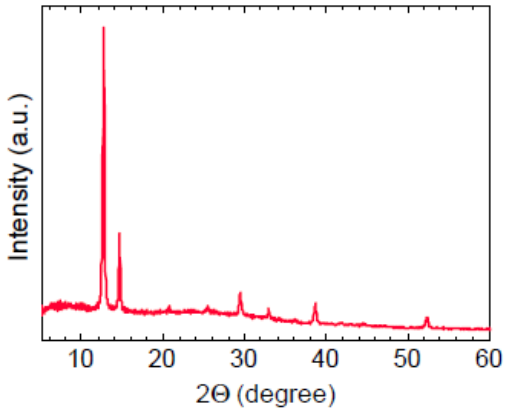


Figure 3: XRD graph for $MAPbI_{3-x}Br_x$ perovskite.

peaks show the PbI_2 peak ($2\theta \approx 12.7°$) clearly. This PbI2 peak may identify that the some of the iodide precursors have converted to the perovskite phase.
The open circuit voltage (V_{OC}) increases for the $CH_3NH_3PbI_{3-x}Br_x$ based perovskite devices. Figure 4 shows the J-V characteristics of devices. Table 1 presents the performance of the best PSCs obtained from MABr precursor. We can see easily that the presence of Br ions in the perovskite precursor have increased the open circuit voltage due to increasing the bandgap of perovskite photo-absorber layer.
However the two-phase perovskite grains size has decreased and grain boundaries and pinholes have increased (Fig 5) therefore the bromide mixed halide perovskite-based cell has very low current density. Also, the power conversion efficiency and fill factor (FF) for this cell don't have significant amounts.
Regarding the FE-SEM image demonstrates that the presence of relatively large pin-holes in the perovskite layer has increased the recombination of the carriers resulting in a drop in current density.

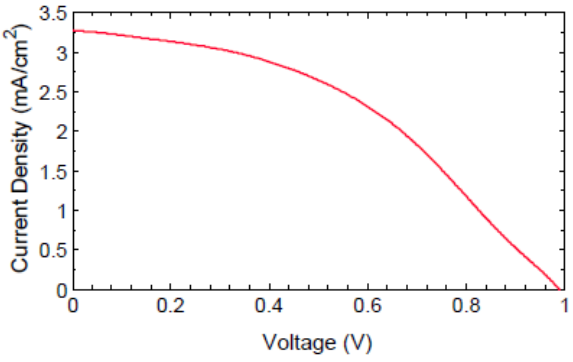


Figure 4: *J–V* characteristic of solar cell based on $MAPbI_{3-x}Br_x$ perovskite.

Figure 5 exhibits the FE-SEM image of perovskite layer. The morphology of perovskite is not uniform so many defect states have trapped electrons and holes carriers. The perovskite structure has contained pinholes which have increased recombination centers and can decline device performances dramatically.

Table 1: Device performance parameters

Cell	V_{OC}	J_{SC}	FF	PCE
$MAPbI_{3-x}Br_x$	0.99	3.27	0.43	1.39%

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

Tandem structures have been introducing recently that can provide the efficient solar cells with the high light absorption capacity and high power conversion efficiency. The $CH_3NH_3PbI_{3-x}Br_x$ based perovskite layer can use for the tandem structure.

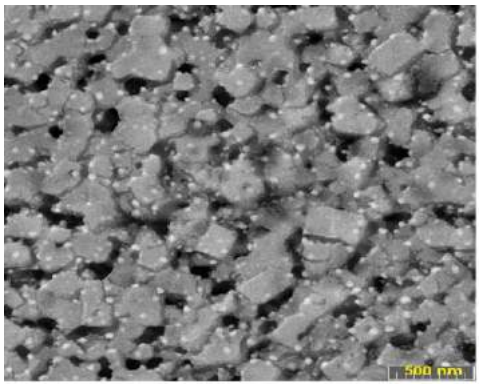


Figure 5: SEM image of $MAPbI_{3-x}Br_x$ perovskite layer grown on the TiO_2 mesoporous scaffold layer.

4 Conclusion

In this work, we introduced a mixed halide perovskite thin film and the effect of Br incorporation in the fabrication of the perovskite solar cells. We used the methylammonium bromide composition in the growth of perovskite layer. The XRD and UV-Vis spectroscopy analysis confirmed the formation of a two-phase perovskite structure. Addition of Br to the $MAPbI_3$ perovskite resulting in $MAPbI_{3-x}Br_x$ with an improved surface morphology but wider bandgap. Although this increases the resulting solar cell V_{OC}, the pin holes created in the perovskite by Br reduces J_{SC}, dramatically.

Acknowledgements

The authors acknowledge financial support from Tarbiat Modares University and the Iran nanotechnology initiative council (INIC).

References

[1] Yin, W.-J.; Yang, J.-H.; Kang, J.; Yan, Y.; Wei, S.-H. Halide Perovskite Materials for Solar Cells: A Theoretical Review. J. Mater. Chem A, 2015, 3 (17), 8926–8942.

[2] Correa-Baena, J.-P.; Abate, A.; Saliba, M.; Tress, W.; Jesper Jacobsson, T.; Grätzel, M.; Hagfeldt, A. The Rapid Evolution of Highly Efficient Perovskite Solar Cells. Energy Environ. Sci. 2017, 10, 710–727.

[3] Brenner, T. M.; Egger, D. A.; Kronik, L.; Hodes, G.; Cahen, D. Hybrid Organic-inorganic Perovskites: Low-Cost Semiconductors with Intriguing Charge-Transport Properties. Nat. Rev. Mater. 2016, 16011.

[4] Matsui, T.; Seo, J. Y.; Saliba, M.; Zakeeruddin, S. M.; Grätzel, M. Room-Temperature Formation of Highly Crystalline Multication Perovskites for Efficient, Low-Cost Solar Cells. Adv. Mater. 2017, 29 (15), 2–6.

[5] Kojima, A.; Teshima, K.; Shirai, Y.; Miyasaka, T. Organometal Halide Perovskites as Visible-Light Sensitizers for Photovoltaic Cells. J. Am. Chem. Soc. 2009, 131 (17), 6050–6051.

[6] (NREL chart homepage, http://www.nrel.gov/ncpv/images/efficiency_ chart.jpg (accessed: November 2016).)

[7] Shi, Z.; Guo, J.; Chen, Y.; Li, Q.; Pan, Y.; Zhang, H.; Xia, Y.; Huang, W. Lead-Free Organic-Inorganic Hybrid Perovskites for Photovoltaic Applications: Recent Advances and Perspectives. Adv. Mater. 2017, 29 (16).

[8] Chen, S.; Lei, L.; Yang, S.; Liu, Y.; Wang, Z. S. Characterization of Perovskite Obtained from Two-Step Deposition on Mesoporous Titania. *ACS Appl. Mater. Interfaces* 2015, *7* (46), 25770–25776.

[9] Kedem, N.; Kulbak, M.; Brenner, T. M.; Hodes, G.; Cahen, D. Type-Inversion as a Working Mechanism of High Voltage $MAPbBr_3$ (Cl)-Based Halide Perovskite Solar Cells. *Phys. Chem. Chem. Phys.* 2017, *19* (8), 5753–5762.

[10] Kitazawa, N.; Watanabe, Y.; Nakamura, Y. Optical Properties of CH3NH3PbX3 (X = Halogen) and Their Mixed-Halide Crystals. *J. Mater. Sci.* 2002, *37* (17), 3585–3587.

[11] Luo, S.; Daoud, W. A. Recent Progress in Organic-inorganic Halide Perovskite Solar Cells: Mechanisms and Material Design. *J. Mater. Chem A*, 2015, *3* (17), 8992–9010.

[12] Buin, A.; Comin, R.; Xu, J.; Ip, A. H.; Sargent, E. H. Halide-Dependent Electronic Structure of Organolead Perovskite Materials. *Chem. Mater.* 2015, *27* (12), 4405–4412.

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

بررسی کاربرد نانو نوارهای گرافنی به عنوان فلیترهای میانگذر فروسرخ

علیرضا طاوسی[۱]، محمدعلی منصوری بیرجندی[۲] و مرتضی جانفزا[۲]

۱-گروه مهندسی برق، دانشگاه ولایت، ایرانشهر، ایران

۲-دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر، دانشگاه سیستان و بلوچستان، زاهدان، ایران

چکیده – در این مقاله یک فیلتر میانگذر برای طول‌موج‌های باند فروسرخ و با استفاده از نانو نوارهای گرافنی پیشنهاد شده است. با قرار دادن یک نانو نوار (به عنوان تشدیدگر فابری-پرو) مابین دو نانو نوارموجبر، ساختار کلی این فیلتر تشکیل می‌شود. نانو نوارهای گرافنی به دلیل قابلیت کنترل پذیرشان در مقید کردن امواج سطحی و هدایت‌شان (در لبه‌های نوار) در طول‌موج‌های فروسرخ، اهمیت فراوانی دارند. با اعمال یک ولتاژ بایاس خارجی، می‌توان طول‌موج‌های مورد نظر را به صورت آنی و تنظیم پذیر کنترل کرد. اثبات خواهیم کرد با تغییر ضخامت ماده بستر گرافن، و همچنین با افزایش پتانسیل شیمیایی، طول‌موج فیلتر دچار تغییر آبی (*blue-shift*) شده و کاهش می‌یابد. برخلاف این تغییر، با افزایش طولی تشدیدگر فابری-پرو، طول‌موج فیلتر دچار تغییر قرمز (*red-shift*) شده و افزایش می‌یابد.

کلید واژه- فیلتر میان‌گذر، تشدیدگر فابری پرو، موج تخت، نانو نوارگرافنی

Graphene Nano-Ribbon Assisted Fabry–Pérot Resonator Based Mid-Infrared Bandpass Filter

Alireza Tavousi[1], Mohammad Ali Mansouri-Birjandi[2] and Morteza Janfaza[2]

[1]Department of Electrical Engineering, Velayat University, Iranshahr, Iran

[2]Faculty of Electrical and Computer Engineering, University of Sistan and Baluchestan, Zahedan, Iran

Abstract- in this study, an ultra-compact optoelectronic band-pass filter is proposed. A single piece of graphene nano-ribbon (GNR) is placed in between of two input-output GNRs to form a Fabry-Perot-like cavity. The GNR - as mid-infrared surface waveguide – enhances the compatibility with complementary metal oxide-semiconductor processing technologies. By modulation of surface charge carrier density -simply changing the bias voltage applied on the GNR cavity- the transmission characteristics of band pass filter are tuned (Other than conventional means such as cavity material or scale modifications) and thus a room temperature tunable filter is achieved. It is found that increasing the gate voltage as well as increasing the silica substrate thickness, the max peak of filter's transmission spectra alters toward smaller wavelengths (blue shift). In contrast, increasing the middle GNR length redshifts max peak of filter toward longer wavelengths.

Keywords: Band-pass filter, Fabry-Perot cavity, Graphene Nano-Ribbon, Surface wave.

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

Graphene Nano-Ribbon Assisted Fabry–Pérot Resonator Based Mid-Infrared Bandpass Filter

A. Tavousi **M. A. Mansouri-Birjandi** **M. Janfaza**

alitavoosi@gmail.com mansouri@ece.usb.ac.ir morteza.janfaza@gmail.com

1 Introduction

Since its advent, terahertz devices have attracted enormous attention of researchers [1-3]. Graphene is an important material for this domain because of it fascinating optical, electrical, and thermal characteristics [4].

Graphene is formed in a two dimensional honeycomb lattice of single layer carbon atoms. By electrostatic excitation of electron-hole pairs and/or chemical doping injection and due to high dopant injection, its Ohmic losses decrease and its conductivity change. Unlike metals, graphene electrical conductivity can be modified which in turn results in refractive index variations, thus tuning is not limited to design and fabrication process steps. Using graphene, numerous structures have already been designed such as optical switches [5, 6], filters [7], tuneable antennas [8], and so on.

Here, an ultra-compact graphene nano-ribbon (GNR) based filter is proposed and simulated. It can be tuned in a manner that its transmission spectrum resonant peak can easily be tuned in real time.

In the following section, the theoretical assumptions, simulation methodology, and design considerations are fully discussed. Section 3 presents the result and is followed by discussions about spectral behaviour of the filter due to chemical potential variations and/or geometrical dimension tuning. In the end, Section 4 concludes the paper.

2 Theory and Design

The three dimensional schematic view the GNR-based band-pass filter is displayed in **Fig. 1**. It consists of three 20*nm* wide graphene strips acting as input/output and FP-resonator sections and multilayered with a highly-doped silicon slab stacked under a thin layer of silica.

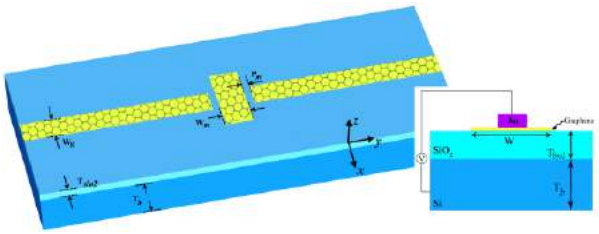


Fig. 1: The three dimensional schematic view of the GNR-based BPF.

If a biasing voltage applies between graphene and silicon slab, graphene's chemical potential modifies, thus if a broadband mid-infrared Gaussian wave comes at the entrance of structure, quasi-SPPs are strongly excited along the edge of graphene layer. Graphene's chemical potential depend on the charge carrier concentration which could be managed by chemical dopant realization and/or electrostatic gating. Chemical potential of the graphene, μ_c, and applied gating voltage, V_{bias}, are related as given [7]:

$$\mu_c = \sqrt{\frac{\pi \varepsilon_0 \varepsilon_r V_{bias}}{et}}, \qquad (1)$$

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

where ε_0 and ε_r are permittivity of vacuum and relative permittivity SiO_2, e is the electron charge, and t is the thickness of Si substrate. According to Kubo's formula, the complex surface conductivity σ_g, of GNR and its optical properties are related as [7]:

$$\sigma_g = \frac{2ie^2k_BT}{\pi h^2\left[\omega+i\tau^{-1}\right]} ln\left[2cosh\left[\frac{E_f}{2k_BT}\right]\right] + \frac{ie^2}{4\pi h} ln\left[\frac{2E_f - h\left[\omega+i\tau^{-1}\right]}{2E_f + h\left[\omega+i\tau^{-1}\right]}\right] \quad (2)$$

where the first terms and second term expressions symbolize intra and inter band transitions, respectively. Moreover, k_B is the Boltzmann constant, h is the Planck's constant and τ is the relaxation time of charge carriers and T is the temperature. σ_g can be interpreted as a function of V_{bias} and is adjusted via applied voltage. A multilayer stack of Si/SiO_2/GNR is used to form the BPF. The Si and SiO_2 are supposed to have refractive indices of 3.45 and 1.44, respectively. To follow the persistence of a reasonable numerical simulation, an equivalent permittivity for GNR is assumed. The thickness (Δ) of such an ultra-thin layer plays an important role in the measurement of its permittivity. Assuming a 1 nm thick GNR, permittivity is [4]:

$$\varepsilon_{eq} = \varepsilon_0 + i\,\sigma_g / (\omega\Delta). \quad (3)$$

The simulations are performed using 3D-FDTD with a minimum mesh size of 0.25 nm for 6nm around GNR layer and non-uniform mesh in the rest of simulation region to guarantee the validity of results as well as preserving the time efficiency.

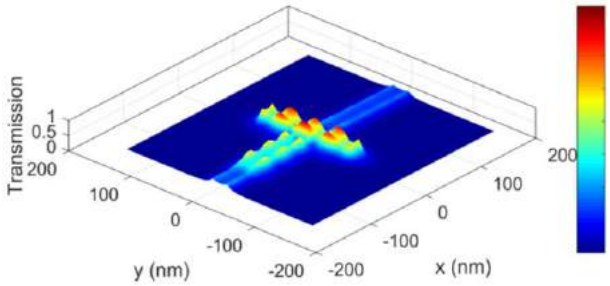


Fig. 2: Representation of the GNR's edge mode.

3 Results and Discussions

Graphene strips support both waveguide and edge modes [7]. If the width of the ribbon decreases to fewer than tens of nanometers, edge mode dominates the waveguide mode. Our studies within figure 2 fully confirms the existence of these edge modes for our BPF. Since surrounding media of the 2D graphene material has direct effect on the obtained results, therefore three dimensional simulations are required. As an example, the thickness of the SiO_2 layer beneath the graphene layer is found to have significant impact on the shift of peak within transmission spectrum. By using higher thicknesses of substrate (at least 50nm), this dependency is correlated to invariant results.

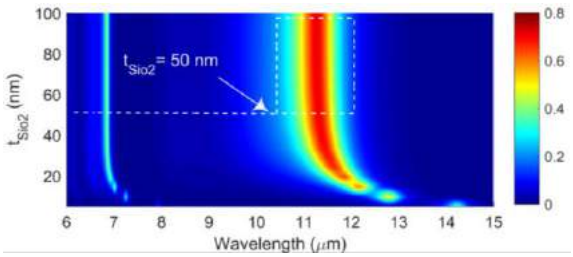


Fig. 3: Study on the GNR's substrate thickness effect versus the transmission spectrum.

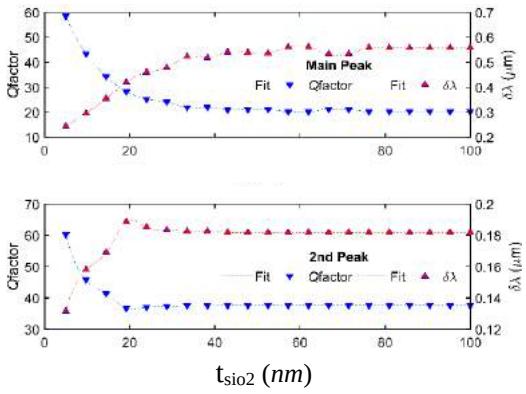


Fig. 4: Left hand side of the figure illustrates Q-factor of the BPF studied versus different t_{sio2} sizes while the right hand side investigates the FWHM ($\delta\lambda$) for: (**a**) larger peak of (**b**) weak peak. μ_c = 0.36 eV. Dashed lines represents the spline fit function applied to discrete points.

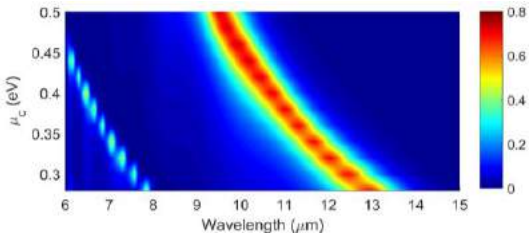


Fig. 5: Study on the GNR's chemical potential effect versus the transmission spectrum.

In **Fig. 4** nominal Q-factors ($Q=\lambda/\Delta\lambda$) are calculated for both peaks showed **Fig. 3**. Here main peak denotes to larger one with λ_0 around 11-12µm, and weak peak denotes the other one with λ_0 around 7µm. For both peaks, as the FWHM ($\delta\lambda$)

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

increase the amount of *Q*-factor is decreased. Investigating the chemical potential (μ_c) variation effect on transmission spectrum, it is found that increasing the μ_c - from μ_c=0.3eV to μ_c=0.5eV - blue shifts (down-shift) the center peak toward lower wavelengths. **Fig. 5** shows the detailed information of this investigation for an arbitrary FP-resonator length (L_m=140*nm*). On the other hand, **Fig. 6** shows that increasing the lentgh of FP-resonator - from L_m=120*nm* to L_m=220*nm* - redshifts (upshifts) the peak weavelegnth to higher values.

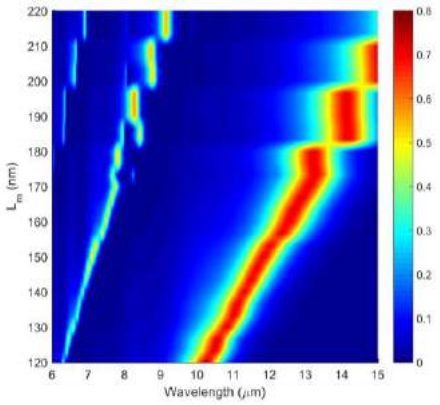


Fig. 6: Study on the GNR's FP-resonator length effect versus the transmission spectrum.

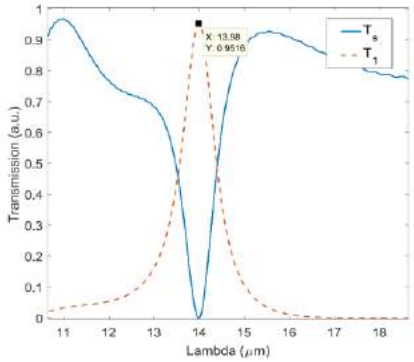


Fig. 7: Transmission and reflection of the proposed BPF when configured according to Table I.

Table I. Summarized values of the proposed BPF filter at its optimum operating condition.

Definition	***Label***	***Value (nm)***
GNR Spacing	d	5
Silicon Thickness	t_{si}	1000
Silica Thickness	t_{sio2}	50
Width of middle GNR	W_m	20
Width of input/output GNR	W	20
Length of middle GNR	L	140

In addition **Fig. 7** demonstrates the transmission and reflection of the proposed BPF when configured according to summarized values reported in **Table I**. the peak center is at λ=13.98μm with an amplitude of 95.16%.

4 Conclusion

By mean of theoretically well-known resonance wavelength shift dependent parameters, a GNR-assisted BPF based on FP-resonators was designed. The transmission peak was easily tuned by altering the cavity material or scale. In addition, due to real time tune ability of GNR's effective index that occurs by means of introducing tiny variation in surface charge carrier density through applying a gate voltage, dynamic tuning was established for our proposed filter. It was found that increasing the gate voltage as well as increasing the silica substrate thickness or middle GNR width, blue-shifts the maximum peak wavelength of filter toward smaller wavelengths. In contrast to these factors, increasing the middle GNR length redshifted the peak toward longer wavelengths.

References

[1] A. Tavousi, A. Rostami, G. Rostami, and M. Dolatyari, "Proposal for Simultaneous Two-Color Smith–Purcell Terahertz Radiation Through Effective Surface Plasmon Excitation," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics,* vol. 23, no. 4, pp. 1-9, 2017.

[2] A. Tavousi, A. Rostami, G. Rostami, and M. Dolatyari, "3-D numerical analysis of Smith–Purcell-based terahertz wave radiation excited by effective surface plasmon," *Journal of Lightwave Technology,* vol. 33, no. 22, pp. 4640-4647, 2015.

[3] A. Tavousi, A. Rostami, G. Rostami, and M. Dolatyari, "Smith-Purcell Based Terahertz Frequency Multiplier: Three Dimensional Analysis," in *Photoptics 2015*: Springer, 2016, pp. 145-155.

[4] A. Tavousi, M. A. Mansouri-Birjandi, and M. Janfaza, "Optoelectronic application of graphene nano-ribbon for mid-infrared band-pass filtering," *unpublished,* 2017.

[5] A. Farmani, A. Zarifkar, M. H. Sheikhi, and M. Miri, "Design of a tunable graphene plasmonic-on-white graphene switch at infrared range," *Superlattices and Microstructures,* 2017.

[6] M. Dragoman, D. Dragoman, F. Coccetti, R. Plana, and A. Muller, "Microwave switches based on graphene," *Journal of applied physics,* vol. 105, no. 5, p. 054309, 2009.

[7] M. Janfaza, M. A. Mansouri-Birjandi, and A. Tavousi, "Tunable plasmonic band-pass filter based on Fabry–Perot graphene nanoribbons," *Applied Physics B,* vol. 123, no. 10, p. 262, 2017.

[8] M. Tamagnone, J. Gomez-Diaz, J. Mosig, and J. Perruisseau-Carrier, "Analysis and design of terahertz antennas based on plasmonic resonant graphene sheets," *Journal of Applied Physics,* vol. 112, no. 11, p. 114915, 2012.

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

بیست و چهارمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک و
دهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران
۱۰ الی ۱۲ بهمن ۹۶ - دانشگاه شهرکرد
24th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2018) and
9th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2018)
Jan 30 - Feb 1 , 2018 - Shahrekord University

پیشنهادی برای سوییچ تنظیم پذیر تمام نوری مبتنی بر اثر کر در بستر بلورهای فوتونی

علیرضا طاوسی[۱]، مهدی صفاری[۲] و محمدعلی منصوری بیرجندی[۲]

۱-گروه مهندسی برق، دانشگاه ولایت، ایرانشهر، ایران

۲- دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر، دانشگاه سیستان و بلوچستان، زاهدان، ایران

چکیده – در این مقاله، یک سوییچ تمام نوری تنظیم پذیر مبتنی بر اثر غیر خطی کر در بستر بلورهای فوتونی پیشنهاد می‌شود. برای افزایش بازده اندرکنش بین نور و ماده غیرخطی، یک تشدیدگر حلقوی هشت ضلعی در بستر ساختار شبکه مربعی از بلورهای فوتونی تعبیه شده است. ماده غیر خطی با ضریب شکست n_0=۱/۵ و ضریب غیرخطی $n_2=10^{-16} m^2/W$ به عنوان ماده اصلی غیرخطی انتخاب شده است. ثابت خواهیم کرد با قرار دادن دو تشدیدگر حلقوی هشت ضلعی به صورت آبشاری می‌توان با افزایش طول موثر اندرکنش، توان مصرفی و سرعت سوییچ را به شدت کاهش داد (حداقل ۱۰ مرتبه کمتر). درنهایت زمان سوئیچ بین حالت خاموش و روشن برای این قطعه در حدود ۱۰ پیکو ثانیه و توان مصرفی آن کمتر از $6 mW/\mu m^2$ برای طول‌موج کاری λ_0=۱۵۵۲nm محاسبه شده است. نتایج با کمک روش FDTD تحلیل شده است و ساختار دارای ابعاد بسیار کوچکی می‌باشد.

کلید واژه- اثر غیرخطی کر، اپتیک غیرخطی، بلورفوتونی، تشدیدگر حلقوی.

Proposal for a Kerr-Tunable All-Optical Switch Based on Photonic Crystal Ring Resonators

Alireza Tavousi[1], Mehdi Saffari[2], Mohammad Ali Mansouri-Birjandi[2]

[1]Department of Electrical Engineering, Velayat University, Iranshahr, Iran

[2]Faculty of Electrical and Computer Engineering, University of Sistan and Baluchestan, Zahedan, Iran

Abstract-in this paper, a Kerr-tunable all-optical switch is presented which works in photonic crystal platform and implement octagonal-shape ring resonator(s) for enhancing the level of nonlinear light amplitude required for the device operation. Two switches are designed and compared; one based on a single (SR) and the other based on a double-vertically (DR) aligned ring resonators. Silicon (Si) nanocrystal is used as the driving material for the nonlinear parts. Since the transmission spectra of the DR switch has a higher *Q*-factor rather than SR and also since the optical power reads more nonlinear rods within the DR, thus the optical power required is much lower (at least 10 folds) than the SR switch. The required time for DR switch to change its state from on to off is computed to be less than 10ps, at λ_0=1552nm. The minimum power required to turn DR switch state on/off is less than $6 mW/\mu m^2$. Performance of the switch is simulated by means of finite difference time domain (FDTD) method, which confirmed the ultra-compact sized for the structure working with an ultrafast speed.

Keywords: Photonic Crystal, Ring Resonator, Nonlinear Switch, Optical Kerr effect.

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

Proposal for a Kerr-Tunable All-Optical Switch Based on Photonic Crystal Ring Resonators

A. Tavousi alitavoosi@gmail.com

M. Saffari msaffari1340@gmail.com

M. A. Mansouri-Birjandi mansouri@ece.usb.ac.ir

1 Introduction

Photonic crystal (PhC) [1], based devices have attracted lots of attention for their ability to sustain light within very high *Q*-factor and low mode volume cavities, resulting in ultra-compact sized optical integrated circuits. They require only a few microwatts of power to establish suitable nonlinear effects, and furthermore, due to Si-based technology of PhCs, complex fabrication processes are easily derived. Directional coupler structures reported in [2], suffer from large coupling arms resulting in larger amounts of required optical powers. On the other hand, nonlinear optical processes have shown amazingly ultrafast responses on the order of 10ps [3]. Based on our previous reports of octagonal-shape 2D-PhC [4], here in this paper we report on a Kerr-like nonlinear full-optical switching block capable of complete on/off operating at threshold input intensities as low as 6mW/μm^2 for a double-vertically (DR) aligned PCRRs switch. The required time for DR switch to change its state from on to off is computed to be less than 10ps, at λ_0=1552nm. Performance of the structure is simulated by means of finite difference time domain (FDTD).

2 Materials and Method

Due to their large *Q*-factor (ability to confine light within small volumes and for huge amount of times), ring resonator and cavities are used where nonlinear effects are required. The continuously circulations of light inside the resonator, at some specific frequencies, coherently builds up its intensity to higher levels and a strong AC Kerr effect is achieved. The amount of nonlinearity dependent refractive index (RI) due to an applied electric field is [4]:

$$\Delta n_{NL} = \frac{3\chi^{(3)}}{4Z_0 n_L}\left|E_0\right|^2 = n_2 I \qquad (1)$$

where Z_0 is the free space impedance and n_2 is nonlinear refractive index expressed in term of intensity I. The nonlinear Schrodinger equation (NLS) is used for optical signal propagation in nonlinear media. Following the corresponding equations at, the transmission (E_t) and reflection (E_r) field at input and output ports are found as [5]:

$$E_t = E_{in1}.(\sqrt{1-\gamma_1 c}). \qquad (2)$$
$$\left[\sqrt{1-k_1} \quad -\frac{\sqrt{(1-\gamma_1 c).(1-\gamma_2 c)}.K_1.\sqrt{1-K_2}.e^{-\alpha L/2}.e^{j(\phi_{NL1}+\phi_{NL2})}}{1-\sqrt{(1-\gamma_1 c).(1-\gamma_2 c)}.\sqrt{(1-K_1).(1-K_2)}.e^{-\alpha L/2}.e^{j(\phi_{NL1}+\phi_{NL2})}}\right]$$

$$E_r = E_{in1}. \qquad (3)$$
$$\left[\frac{-j\sqrt{(1-\gamma_1 c).(1-\gamma_2 c)}.\sqrt{K_1.K_2}.e^{-\alpha L/4}.e^{j\phi_{NL1}}}{1-\sqrt{(1-\gamma_1 c).(1-\gamma_2 c)}.\sqrt{(1-K_1).(1-K_2)}.e^{-\alpha L/2}.e^{j(\phi_{NL1}+\phi_{NL2})}}\right]$$

where γ_1, γ_2 are the fractional intensity loss; and K_1, K_2 are intensity coupling coefficients of the couplers. In our case, E_{in1} represents the incident field at input port and also we assumed E_{in2}=0. The **Fig. 1a** shows our used structure which consists of an octagon-like ring structure based on a square lattice with lattice constant of a=558nm, formed by rods of radius $r=0.2a$ ~$112nm$. The octagon-like

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

ring has defect rods of radius $r=0.1a \sim 60\ nm$. Linear lattice rods are taken to be the same as $Si_{0.75}Ge_{0.25}$ with relative permittivity of $\epsilon_{Si\text{-}Ge=} n_{Si\text{-}Ge}^2 = (3.6)^2$ placed in air background. Ring's inner nonlinear rods have relative permittivity of $\epsilon_{Inner=} n_0^2=1.6^2$, whereas outer nonlinear ring rods are supposed to have relative permittivity the same as lattice; i.e. $\epsilon_{Outer=} n_{Si\text{-}Ge}^2$. As shown in **Fig. 1b**, in order to tune the center wavelength at λ_0=1550nm, we have tuned the inner ring rod's linear refractive index to n_0=1.6. For the nonlinear rods, we chose to work with an arbitrary material with nonlinear refractive index as n_0=1.5 and $n_2=10^{-16}$ m^2/W.

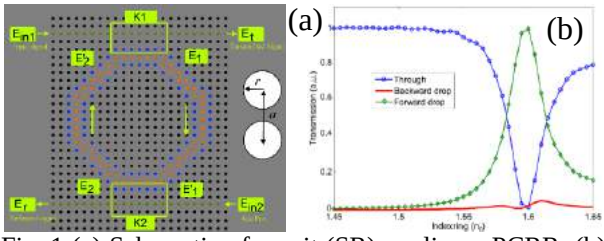


Fig. 1 (a) Schematic of a unit (SR) nonlinear PCRR, (b) Tuning of SR for finding the level of RI shift required to change switch state from on to off, at λ_0=1550nm.

3 Results and Discussion

In **Fig. 2 a-d**, four sampled whispering gallery modes of SR are shown at different normalized frequencies of $a.f/c=a/\lambda$=0.3186, 0.3696, 0.3852, and 0.3864, respectively. These modes indicate the possible field patterns of some standing waves which can form within the ring. These standing waves are responsible for resonances of ring and under some of this standing wave at the output wavelengths are resonated and escape from one side to the other side (from input to output). In **Fig. 3a**, the transmission spectra of SR is shown. The drop efficiency is about 100% here. However due to resonator loss, the output channel amplitude has not reached more than 95%. In **Fig. 3b**, the transmission spectra of DR is calculated. In comparison with the single ring, one can clearly observe that the bandwidth of resonance (FWHM, $\Delta\lambda$) of two vertical rings has extremely decreased (at the constant λ_0). Since $\Delta\lambda$ has an inverse relation to the Q-factor ($Q= \lambda_0/\Delta\lambda_0$), one can conclude that the Q-factor has increased. It is found that for a faster switching, higher Q-factors are better.

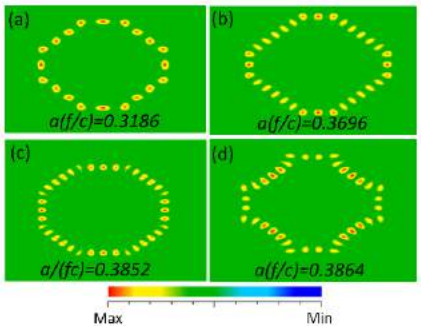


Fig. 2 Sample whispering gallery modes for SR at four different normalized frequencies of (a) $a.f/c=a/\lambda$=0.3186 (b) a/λ=0.3696 (c) a/λ=0.3852 (d) a/λ=0.3864.

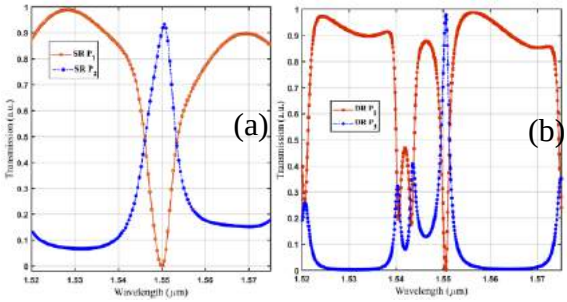


Fig. 3 the transmission/drop spectra of (a) SR (b) DR at at λ_0 = 1550 nm.

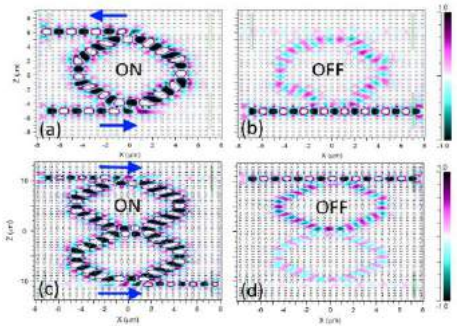


Fig. 4 The transient state of the SR and DR switch at their on/off states. (a) SR on (b) SR off (c) DR on (d) DR off.

It is conventional to show the occurring of critical coupling within any resonator. Here, the **Figs. 4 a-d** show this phenomena known as critical coupling, which in paper is called on/off states of the SR and DR switch. As concluded from these figures the critical coupling is 100% and no power is transferred at this state from input port to through port. The other conclusion is that the SR switch works under backward dropping in which the input power is transferred to backward port, however the DR switch works under forward dropping regime. To find the time required for a pulse to pass the DR and reaches the output (i.e. DR switch changes its state from off to on) is shown in **Fig. 5** and calculated to be less than 10 ps, at λ_0 = 1550 nm.

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

To find the most impactful parameter on the wavelength shift (in other words switch turn on/off), the linear refractive indices of different parts of DR are varied by very small steps. These variations are defined under three different cases: 1) changing the inner RI, and 2) changing the outer RI of DR rods.

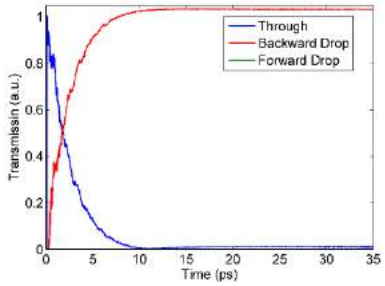


Fig. 5 the time monitor to find required time for DR switch to change state from off to on at λ_0 = 1550 nm.

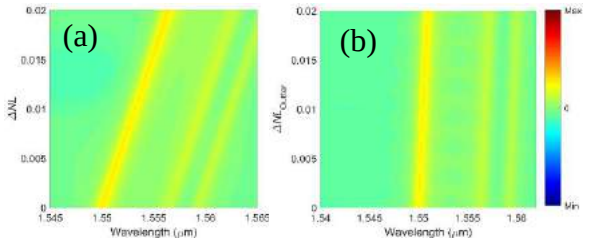


Fig. **6** Study of RI shift required to have wavelength shift. (a) Inner case (b) Outer case.

The results of this studies are shown in **Figs. 6 a-b**. As concluded from these figures, changes happening within the inner rods of DR are more important rather than those of outer DR. In inner case, a tiny variation of RI as low as 0.005 at least induces 1.5 nm wavelength shift. This information is also useful for wavelength division multiplexing applications.

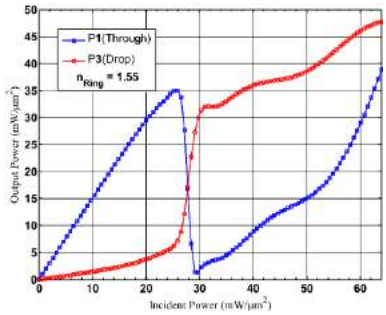


Fig. 7 Study of incident power required for turning the DR switch on/off in Inner PCRR scenario.

It's true that changing the inner rings RI is more useful than changing the outer RI, but since the outer RI also has a tiny effect on wavelength shift, thus it seems that combining these two would yield an enhanced nonlinear operation. As shown in **Fig. 7**, the RI of DR core rods is chosen as n_{Ring}=1.55 which is 0.5 RIU (refractive index unit) less than original designed value of n_0=1.6. This is to induce the nonlinear RI shift due to input intensities. Placing the nonlinear rods on both inner and outer rods, the power required to turn switch on/off is found to be as low as I=6mW/μm^2 for both drop and through ports of DR switch.

3 Conclusion

Since photonic crystal platforms are of promising means to achieve ultrafast switching operation as well as low consumption power and ultra-small footprint, thus we proposed a tuneable all-optical switch based double-vertically (DR) aligned Kerr-like nonlinear photonic crystal ring resonators. Silicon (Si) nano-crystal was used in nonlinear parts. The minimum optical power required to turn switch on/off was less than 6 mW/μm^2. The time required for DR switch to change from on to off state at λ_0=1552 nm was less than 10 ps.

References

[1] M. A. Mansouri-Birjandi, M. Janfaza, and A. Tavousi, "Flat-Band Slow Light in a Photonic Crystal Slab Waveguide by Vertical Geometry Adjustment and Selective Infiltration of Optofluidics," *Journal of Electronic Materials*, journal article vol. 46, no. 11, pp. 6528-6535, 2017.

[2] F. Cuesta-Soto *et al.*, "All-optical switching structure based on a photonic crystal directional coupler," *Optics Express*, vol. 12, no. 1, pp. 161-167, 2004.

[3] A. Bristow *et al.*, "Ultrafast nonlinear response of AlGaAs two-dimensional photonic crystal waveguides," *Applied physics letters*, vol. 83, no. 5, pp. 851-853, 2003.

[4] M. A. Mansouri-Birjandi, A. Tavousi, and M. Ghadrdan, "Full-optical tunable add/drop filter based on nonlinear photonic crystal ring resonators," *Photonics and Nanostructures-Fundamentals and Applications*, vol. 21, pp. 44-51, 2016.

[5] G. Rostami and A. Rostami, "All-optical integrated coding system for optical analog to digital (A/D) converter," *Laser Physics Letters*, vol. 1, no. 8, pp. 406-410, 2004.

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

طراحی و مشخصه یابی یک مدولاتور نوری سیلیکونی جدید

شهرزاد خواجوی و محمد عظیم کرمی

دانشکده مهندسی برق، دانشگاه علم و صنعت ایران

چکیده – در این مقاله، یک ساختار جدید برای مدولاتور نوری سیلیکونی مبتنی بر تخلیه حامل با نرخ انهدام dB ۷,۸۱ و تلفات نوری کم dB ۰,۵۶ در بایاس معکوس ۹ ولت ارائه شده است. مدولاتور از ۱۰۰ نانومتر ناحیه با ناخالصی بسیار زیاد به منظور ایجاد هر اتصال اهمی استفاده می کند و مدولاتور با پروفایل چگالی کم ناخالصی در ناحیه فعال به عنوان شیفت دهنده فاز به گونه ای طراحی شده است تا تلفات نوری را کاهش دهد. نمودار چشم عملکرد جیتر ps ۷,۱۳ و نقطه تصمیم گیری ps ۲۲,۰۷ را نشان می دهد.

کلید واژه- اثر پراکندگی پلاسما، تخلیه حامل، مدولاتور نوری سیلیکونی

Design and Characterization of a Novel Silicon Optical modulator

Shahrzad Khajavi and Mohammad Azim Karami

School of Electrical Engineering, Iran University of Science and Technology, Tehran 1684613114, Iran

Abstract- *A new structure for the carrier depletion based silicon optical modulator is proposed with the extinction ratio of 7.81 dB and the low optical loss of 0.56 dB/mm at 9 V reverse bias. The modulator uses 100nm of heavily doped regions for each ohmic contact. The Modulator itself is designed with low impurity concentration doping profile in the active area as the phase shifter in order to reduce the optical loss. The eye diagram shows the jitter performance of 7.13 ps and the decision point of 22.07 ps.*

Keywords: carrier depletion, plasma dispersion effect, silicon optical modulator

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

Design and Characterization of a Novel Silicon Optical Modulator

Shahrzad Khajavi

Shahrzad_khajavi@elec.iust.ac.ir

Mohammad Azim Karami

Karami@iust.ac.ir

1 Introduction

Among the basic elements in optical communication systems optical modulators are for light encoding [1]. Silicon based modulators are used in optical applications such as data center communications, and interconnect communications [2, 3]. Optical modulators work is based on plasma dispersion effect [4] to modulate the incoming light [5]. Two important figures of merit of optical modulators are optical loss and extinction ratio determining the device performance. The mentioned devices employ carrier depletion as a result of reverse bias application to manipulate the semiconductor refractive index for phase variation of propagating light [6]. Several depletion mode silicon optical modulators have been suggested which can have data transmission of tens of Giga-bit per seconds [7-10]. In this paper, a new modified structure for the depletion mode silicon optical modulator presented in [3] is proposed which has increased the extinction ratio and reduced the optical loss. Verification results of both figures of merit of modulator: optical loss and phase shift are demonestrated in section 2 while the results of the new proposed modulator is presented in section 3.

2 Verification and Modulator Structures

The proposed modulator cross section in [3] is shown in Fig.1(a), and this work proposed structure is shown in Fig.1(b). The Si based modulator is working on a silicon on insulator (SOI) wafer, with Al metals and heavily doped p and n regions beyond to realize ohmic contacts. By applying a DC reverse bias to the contacts, a depletion region is created [11].

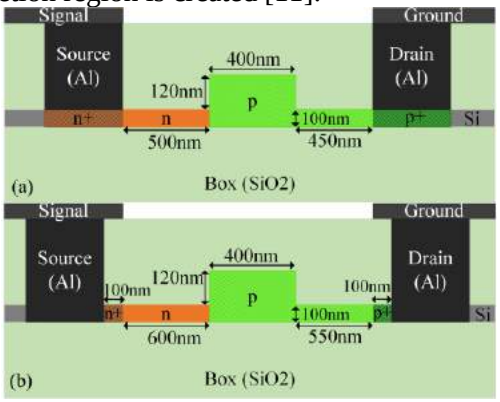


Figure 1. (a) Modulator cross section presented in [3]. (b) new proposed modulator cross section.

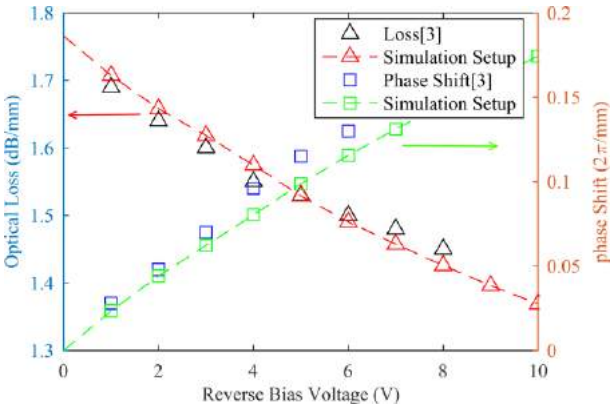


Figure 2. Optical loss and phase shift vs reverse bias voltage for [3] and this work simulation setup results.

Fig.2 shows the results for optical loss and phase shift of [3] comparing with the same structure simulated in this work simulation setup for verification purposes.

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

3 Simulation Results and Discussion

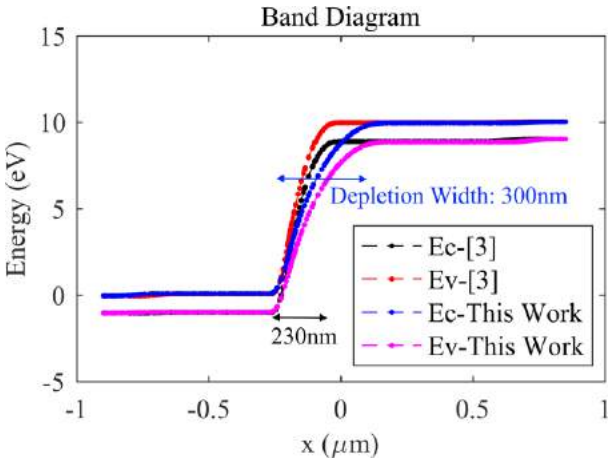


Figure 3. Semiconductor region band diagram of the phase shifter in 9V reverse bias for [3] and new proposed structure.

In order to simulate the optical and electrical behavior of the modulator a commercially available software package is employed [12]. Both Fermi-Dirac and Klaassen's [13] models are employed for charge carrier statistics in electrical simulation and Poisson's equation with carrier continuity equation are solved to obtain electrical characteristics of the device. As can be seen from Fig.3 though depletion region width for [3] is 230nm, for the new proposed modulator structure is 300nm. The advantage of the new proposed structure is that there is no need for extra heavily doping regions beyound the contacts and it just needs 100nm heavily doped region for making an ohmic contact. Also, in the new structure the amount of n and p type impurity is changed to $9\times e^{17}$ cm^{-3} and $1\times e^{17}$ cm^{-3}, respectively. In this case, as carrier concentrations are decreased because of the wider depletion region in compare with [3], the change in imaginary part of the refractive index has a significant reduction as can be seen from Fig.4.

Furthermore, the modulator optical loss is achieved with the change of absorption coefficient (imaginary part of refractive index); Consequently, by modifying the carrier concentration of the device, the modulator can have lower optical loss which can be observed from Fig.5. The obtained optical loss at -9 V is 0.56 dB/mm.

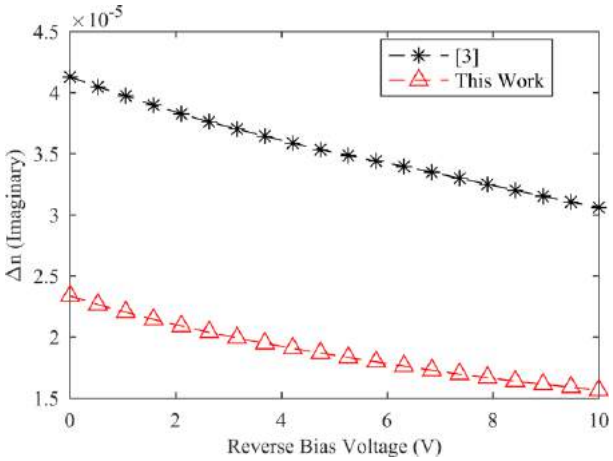


Figure 4. Refractive index imaginery part as a function of reverse bias voltage.

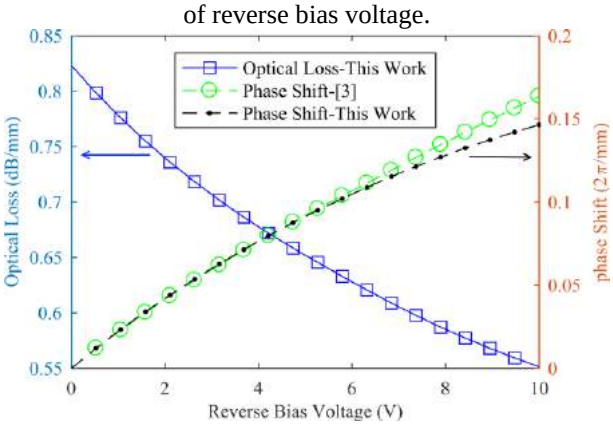


Figure 5. Optical loss and phase shift efficiencies vs reverse bias voltage, in the proposed modulator. The π radian phase shift is achieved in -9 V (V_π = -9 V).

The change in carrier concentrations contributes to change in real part of the refravtive index and consequently phase shift of the propagating light along the modulator and make a phase modulation. The phase shift of the new structure is less than [3] as shown in Fig.5. The phase shift efficiency ($V_\pi L$) is calculated as 3.15 V·cm where L is the modulator length which is similar to [3]. To show the fundamental mode propagating behavior along the modulator, an optical mode profile is needed. For this reason, the finite difference algorithm method is used. Fig. 6 shows the optical profile indicating that the most part of the light is confined in the phase shifter active area. The measured eye diagram of the new proposed modulator structure is shown in Fig. 7 which has the extinction ratio (ER) of 7.81 dB showing the ratio between maximum and minimum transmitted power levels and it's more than ER of 7 measured in [3]. The jitter metric is 7.13 ps which means that the modulator timing signal displays a small variation of few picoseconds and the decision point which

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

determines “0” or “1” position of the signal is measured as 22.07 ps.

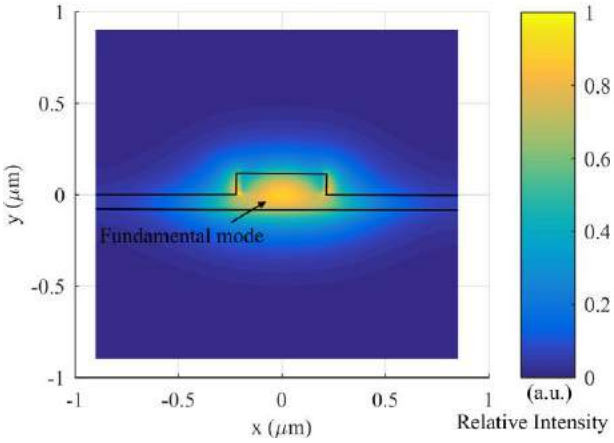


Figure 6. Phase shifter active area optical mode profile.

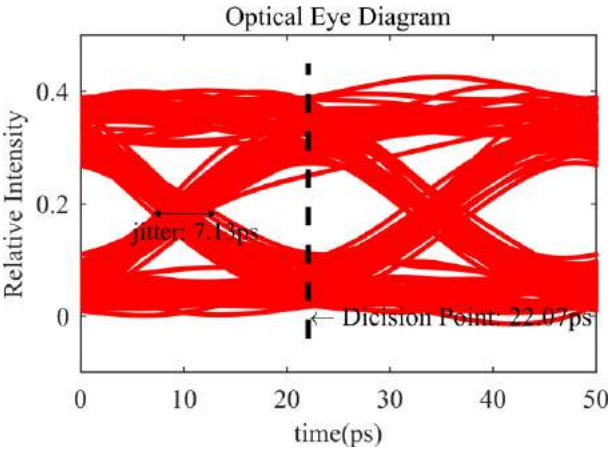


Figure 7. Optical eye diagram of the proposed modulator structure at 40 Gbit/s.

Table1. Comparison of the proposed modulator and other silicon optical modulators.

References / Figure of merits	[1]	[3]	[8]	This Work
V_π (V)	-6	-8	-7	-9
ER (dB)	4.1	7	5.56	7.81
Phase shift efficiency (V·cm)	3.1	2.7	2.67	3.15
Optical loss (dB/mm)	1.75	1.45	1.04	0.56
Jitter (ps)	---	---	---	7.13

4 Conclusion

A new modulator structure is proposed which has two optimized figure of merit optical loss of 0.56 dB/mm at -9 V and ER of 7.81 dB. The presented optical modulator has an open eye diagram with 7.13 ps jitter and decision point of 22.07 ps has been obtained. The proposed modulator designed in a way of needing just 100nm high dopant regions and also low impurity concentrations in the phase shifter active area which makes a straight manufacturing process.

References

[1] H. Xu, X. Li, X. Xiao, Z. Li, Y. Yu, and J. Yu, "Demonstration and characterization of high-speed silicon depletion-mode Mach–Zehnder modulators," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 20, pp. 23-32, 2014.

[2] D. Pérez-Galacho, D. Marris-Morini, E. Cassan, C. Baudot, J.-M. Fédéli, S. Olivier, *et al.*, "Comparison among Silicon modulators based on Free-Carrier Plasma Dispersion Effect," in *Transparent Optical Networks (ICTON), 2015 17th International Conference on*, 2015, pp. 1-4.

[3] S. T. Lim, M. J. Sun, and C. E. Png, "Silicon optical modulator simulation," *Frontiers in Physics*, vol. 3, p. 27, 2015.

[4] R. A. Soref and B. R. Bennett, "Kramers-Kronig analysis of electro-optical switching in silicon," in *Cambridge Symposium-Fiber/LASE'86*, 1987, pp. 32-37.

[5] A. Chen and E. Murphy, *Broadband optical modulators: science, technology, and applications*: CRC press, 2011.

[6] D. Thomson, F. Gardes, Y. Hu, G. Mashanovich, M. Fournier, P. Grosse, *et al.*, "High contrast 40Gbit/s optical modulation in silicon," *Optics express*, vol. 19, pp. 11507-11516, 2011.

[7] P. Dong, L. Chen, and Y.-k. Chen, "High-speed low-voltage single-drive push-pull silicon Mach-Zehnder modulators," *Optics express*, vol. 20, pp. 6163-6169, 2012.

[8] X. Tu, T.-Y. Liow, J. Song, X. Luo, Q. Fang, M. Yu, *et al.*, "50-Gb/s silicon optical modulator with traveling-wave electrodes," *Optics express*, vol. 21, pp. 12776-12782, 2013.

[9] Y. H. D. Lee, J. Cardenas, and M. Lipson, "Linear silicon PN junction phase modulator," in *CLEO: 2015*, San Jose, California, 2015, p. SW3N.5.

[10] X. Xiao, H. Xu, X. Li, Z. Li, T. Chu, J. Yu, *et al.*, "60 Gbit/s silicon modulators with enhanced electro-optical efficiency," in *Optical Fiber Communication Conference*, 2013, p. OW4J. 3.

[11] G. T. Reed, G. Z. Mashanovich, F. Y. Gardes, M. Nedeljkovic, Y. Hu, D. J. Thomson, *et al.*, "Recent breakthroughs in carrier depletion based silicon optical modulators," *Nanophotonics*, vol. 3, pp. 229-245, 2014.

[12] L. Solutions, "FDTD Solutions Manual Release 7.5," *Vancouver, BC*, 2011.

[13] D. Klaassen, "A unified mobility model for device simulation," in *Electron Devices Meeting, 1990. IEDM'90. Technical Digest., International*, 1990, pp. 357-360.

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

بیست و چهارمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک و
دهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران
۱۰ الی ۱۲ بهمن ۹۶ – دانشگاه شهرکرد
24th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2018) and
9th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2018)
Jan 30 - Feb 1 , 2018 - Shahrekord University

مدل مداری آرایه موجبری بر پایه تقارن پاریته-زمان ($\mathcal{PT}$)

الناز پیله ور[۱]، محمدکاظم مروج فرشی[۱] و حمیدرضا رمضانی[۲]

[۱]دانشگاه تربیت مدرس-دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر-گروه الکترونیک-ایران

[۲] دانشگاه تگزاس، ریو گرند ولی (UTRGV)- گروه فیزیک-آمریکا

چکیده –یک نوع مدل مداری برای تعیین مشخصه مود (مقادیر ویژه) آرایه متناوب موجبر متقارن $\mathcal{PT}$ پیشنهاد شده است. این مدل شامل یک جفت مدار LC کوپل شده به هم است. یکی از این دو زوج دارای مقاومت $-R$ است و بهره تولید می‌کند و دیگری دارای تلف معادل آن است. ساختار نوار این آرایه موجبری دارای یک گاف است که هیچ مودی در آن منتشر نمی‌شود. اندازه این گاف به مقدار بهره/تلف (γ) بستگی دارد. به عبارت دیگر، با تغییر اندازه γ می توان مودهای مجاز به انتشار در آرایه‌ی $\mathcal{PT}$ را کنترل کرد. به ازای مقدار خاصی از $(\gamma=\gamma_{PT})$, که نقطه بحرانی نامیده می‌شود، مقدار گاف صفر می‌شود. نتایج مدل مداری با مدل اپتیکی آن مطابقت خوبی دارند. ویژگی مهم این طراحی سرعت بالا و کوک پذیری آن در عین سادگی مدار است.

کلید واژه- تقارن پاریته زمان $(\mathcal{PT})$، موجبر نوری، مدل مداری RLC

Circuit Model of Parity-Time ($\mathcal{PT}$) Symmetric Waveguide Arrays

Elnaz Pilehvar[1], Mohammad Kazem Moravvej-Farshi[1], Hamidreza Ramezani[2]

Faculty of Electrical and Computer Engineering, Advanced Devices Simulation Lab (ADSL), Tarbiat Modares University, P. O. Box 14115-194, Tehran 1411713116, Iran.
[2] Department of Physics, The University of Texas Rio Grande Valley, Brownsville, TX 78520, USA

Abstract- A circuit model is proposed for determining the characteristic modes (eigenvalues) of a periodic array of PT-symmetric (gain/loss coupled) waveguides. This model consists of a pair of coupled LC circuits, one with amplification resistance -R and the other with an equivalent attenuation. The band structure consists of two bands separated by a gap that depends on the value of the gain/loss (γ). In other words, one can control the size of bandgap and hence the allowed modes propagating within the $\mathcal{PT}$ array. For a critical value of gain/loss or ($\gamma=\gamma_{PT}$), the eigenvalues merge and the gap disappears. The corresponding results are in good agreement with the optical model results. The significance of this design lies with its tunability, high speed, and relative simplicity.

Keywords: Parity-Time ($\mathcal{PT}$) Symmetry, Optical Waveguides, RLC Circuit Model.

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

Circuit Model of Parity-Time ($\mathcal{PT}$) Symmetric Waveguide Arrays

Elnaz Pilehvar **Mohammad Kazem Moravvej-Farshi** **Hamidreza Ramezani**

e.pilehvar@modares.ac.ir moravvej@modares.ac.ir hamidreza.ramezani@utrgv.edu

1 Introduction

Parity time ($\mathcal{PT}$) symmetry first started in quantum mechanics in 1998 [1]. In this regard, it was recognized that a new class of non-Hermitian Hamiltonians that commute with the $\mathcal{PT}$ operator — i.e., $[H\ \mathcal{PT}] = 0$ — may have an entirely real energy spectrum. The parity operator $\mathcal{P}$ ($r \to -r$) acts as a spatial reflection and the time reversal operator $\mathcal{T}$ ($p \to -p; r \to r; i \to -i$) acts as a time reflection. Making such a condition requires that the real part of the potential should be symmetric while, the imaginary part is anti-symmetric. Therefore it is necessary to have a complex potential which isn't possible in reality. Thanks to the similarities between the Schrödinger equation and paraxial equation of diffraction that describes the dynamics of light. We can carry over the principal from quantum mechanics (QM) to optics. They are similar in equations such that, a $\mathcal{PT}$ potential in QM can be replaced by a $\mathcal{PT}$ refractive index in optics that demands a complex refractive index, $n(r)$, obeying $n(r) = n^*(-r)$. In other words, the $\mathrm{Re}[n(r)] = \mathrm{Re}[n(-r)]$ is an even function of coordinate r, while $\mathrm{Im}[n(r)] = -\mathrm{Im}[n(-r)]$ is an odd function, which determines the size of gain/ loss parameter (γ) [1-6].

A $\mathcal{PT}$ optical medium can be implemented by a pair of coupled gain/loss waveguides or a $\mathcal{PT}$ dimer. In other words, when one of the two paired waveguides is made of a material with a pure loss of known amplitude, its coupled counterpart should be made of a material with a pure gain of the same amplitude [3]. Considering a $\mathcal{PT}$ dimer, with gain/loss below the critical value $(\gamma < \gamma_{\mathrm{PT}})$, a supermode that is a field almost equally distributed between the gain and loss waveguide is formed. Hence, the imaginary part of the eigenvalue stays around the zero. This regime is called the exact phase or the $\mathcal{PT}$-symmetric regime. Otherwise, the spontaneous $\mathcal{PT}$ symmetry breaking occurs for $\gamma = \gamma_{\mathrm{PT}}$ that is known as the exceptional point or the non-Hermitian degeneracy; and the eigenvalues become complex for $\gamma > \gamma_{\mathrm{PT}}$ that is called the broken phase regime, in which an electric field becomes squeezed mainly in the gain or loss waveguide [1-6].

In this paper, we have proposed a circuit model for a periodic array of $\mathcal{PT}$ dimers next to each other, to determine the propagation eigenvalue diagram that consists of two bands separated with a gap in between. The proposed circuit model consists of two coupled LRC oscillators, one with $-R$ acting as the gain material in each dimer and the other with R for loss material. By varying the γ value, one can control the bandgap region of the $\mathcal{PT}$ array or the ranges of the allowed modes propagate within the array. This allows a direct observation of a phase transition from a real to a complex eigenfrequency spectrum.

2 The $\mathcal{PT}$ Array Optical Model

Figure 1 illustrates a 3D schematic of the $\mathcal{PT}$ array, under study, consisting N coupled unit cells (dimers), each composed of a gain waveguide (red) coupled to a loss waveguide (green). Each waveguide is assumed to be 500 nm×237 nm InGaAsP rod grown on an InP substrate and is single-mode at the operation wavelength of $\lambda_0 = 1.55\,\mu\mathrm{m}$. The intra- and inter-dimer coupling coefficients are K_1 and K_2, respectively, and assumed to be $K_1 \approx K_2 > 0$. Using the coupled

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

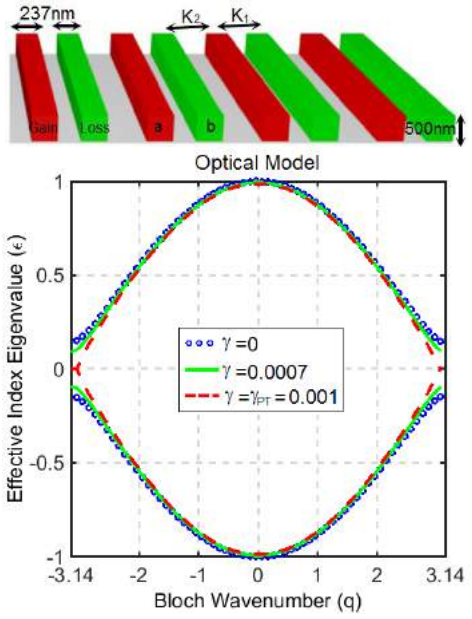


Figure 1: (a) $\mathcal{PT}$ array structure with intra- and inter-dimer coupling K_1 and K_2. Sublattices cuboid of *a* and *b* are gain and loss materials. Dimensions are designed in such a way that all of the waveguides are single mode. (b) Normalized Dispersion diagram for various γ values.

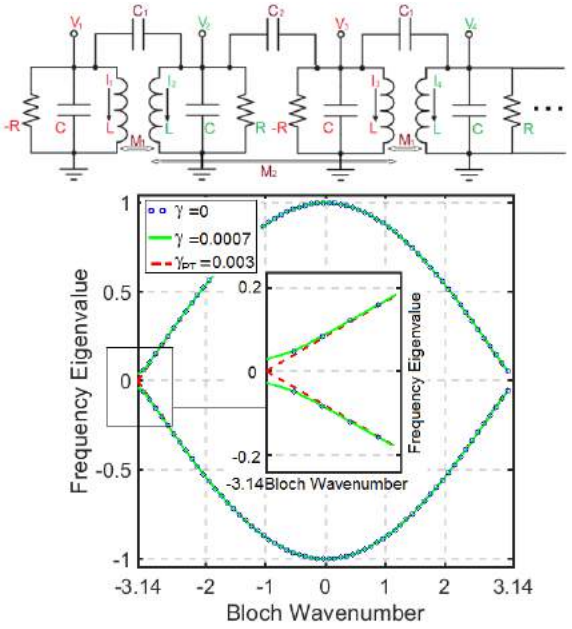


Figure 2: (a) The circuit model of the structure consists of a coupled LRC oscillator, one with $-R$ for gain material and the other with R for loss material. Mutual inductances (M_1, M_2) and capacitive (C_1, C_2) coupling are included for generality. (b) Normalized dispersion diagram for various γ values. At $\gamma = \gamma_{PT}$ the gap between the two bands disappears. The inset shows a zoomed-in portion of the figure about the zone edge.

mode theory, one can easily obtain the band structure for this diatomic $\mathcal{PT}$ array [4,7]:

$$\varepsilon_{\pm}(\mathrm{q}) = \pm\sqrt{K_1^2 + K_2^2 + 2K_1K_2\cos(q) - \gamma^2} \qquad (1)$$

where ε and q representing the effective refractive index and Bloch wavenumber. Figure 1(b) illustrates the plots of the eigenvalues ($\varepsilon_{\pm}$) versus q, for three different values of $\gamma = 0$ (no loss/no gain), 0.0007 (exact phase regime), and 0.001 (exceptional point). As can be observed from the figure, in the exact phase regime, the band structure spectrum has two branches separated by a gap whose maximum value of $2(K_1 - K_2)$ occurs for $\gamma = 0$ at the Brillouin zone edges ($q = \pm\pi$).The gap decreases as γ increases until it disappears at the exceptional point for which $\gamma = K_1 - K_2 = \gamma_{\mathrm{PT}}$. In other words, at the exceptional point, the real eigenvalue becomes 2-fold degenerate for $q = \pm\pi$ and the $\mathcal{PT}$ symmetry breaks down. Beyond this point, however, the eigenvalues are no longer real that is known as the broken phase regime.

3 Circuit Model of $\mathcal{PT}$ Array

When the wavelength is greater than the dimensions of the system, we can model all spatial symmetry considerations in the form of a network defined the Kirchhoff's law [8-9]. Figure 2(a) shows the simple circuit model for the proposed $\mathcal{PT}$-symmetric array. This model consists of a pair of coupled LC circuits, one with amplification resistance $-R$ and the other with equivalent attenuation which inductances and capacitances (M_1, C_1) for intra and (M_2, C_2) for inter-coupling are used between the oscillators which results in the gain/loss parameter $\gamma = R^{-1}\sqrt{L/C}$. A 2D field solver is usually used to extract the parameters for a given geometry and an LC matrix can be set up. By applying the Kirchhoff's law for each arbitrary node, we have:

$$\begin{cases} V_j = i\omega L I_j + i\omega M_{j-1} I_{j-1} + i\omega M_j I_{j+1} \\ I_j + \dfrac{V_j}{R} + i\omega C V_j + i\omega C_{j-1}(V_j - V_{j-1}) + i\omega C_j (V_j - V_{j+1}) = 0 \end{cases} \qquad (2)$$

where V_j and I_j are the voltage dropped across the $j-th$ inductor and the current passing through it. Both mutual capacitive and inductance coupling are included for generality, although in the experimental results exclusively one or the other is

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

accounted [8]. By expanding the relations to the node, scaling the frequency by $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$, ignoring M_2, M_1 and eliminating currents from the relations, we have:

$$\begin{bmatrix} F_1 - i\gamma & F_2 & 0 & 0 & ... & 0 \\ F_2 & F_1 - F_3 + i\gamma & F_3 & 0 & ... & 0 \\ 0 & F_3 & F_1 - F_3 - i\gamma & F_2 & ... & 0 \\ ... & ... & ... & ... & ... & ... \\ 0 & 0 & ... & 0 & F_2 & F_1 + i\gamma \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \\ ... \\ ... \\ V_N \end{bmatrix} = 0 \quad (3)$$

$$F_1 = \frac{1}{\omega} - \omega(1 + C_1/C)\ ,\ F_2 = \omega C_1/C\ ,\ F_3 = \omega C_2/C$$

This linear homogeneous system has N normal mode frequencies which N equals to the number of dimers in the system. For a large N, the eigenvalues are closely spaced and the band diagram is obtained more accurately. Otherwise, the eigenvalues are further apart. We should consider the total number of waveguides to be rather large but finite. The values of q spaced by $2\pi/N$ and run from $-\pi$ to $+\pi$. Two factors restrict the number of eigenvalues: firstly, finite waveguides can have only a finite number of eigenvalues. Secondly, q values which differing by 2π, specify same states on a discrete lattice and only the values of q within a range of 2π yields independent solution [10]. As seen in Figure 2(b) for $N = 20$, in the exact phase not close to $(\gamma = \gamma_{PT})$, the imaginary frequency component is then zero and there is a gap region between two bands. In critical value of gain/loss or $(\gamma = \gamma_{PT})$ the eigenfrequencies coalesce together and the gap will be closed. In fact, by changing the γ value, one can control the bandgap region of a $\mathcal{PT}$ array or the ranges of modes that are allowed to propagate in it. A comparison with results of the optical model in Figure 1 indicated good agreement which was obtained through a circuit model of Figure 2 and the difference could be due to ignoring some parameters such as inductance couplings, approximation in calculating parameters and etc.

4 Conclusion

$\mathcal{PT}$-symmetric electronic circuit model opens a novel functionality in the spatiotemporal domain. An approximate circuit model with an oscillator is proposed for the mode management in a $\mathcal{PT}$ array which is required for applications such as in optical communications systems and nonlinear optical systems. By tuning the gain/loss value or γ, one can control the bandgap in the eigenvalue diagram of a $\mathcal{PT}$ array or select the desired mode and suppress other modes. The important feature of this design is high-speed tunability with the simple practical circuit.

References

[1] C. M. Bender, S. Boettcher, "$\mathcal{PT}$ -symmetric quantum mechanics" ,*Phys. Rev. Lett.*, Vol. 80, No. 24, pp.5243-5246, 1998.

[2] H. Ramezani, T. Kottos, "Unidirectional nonlinear $\mathcal{PT}$ -symmetric optical structures" ,*Phys. Rev. A*, Vol. 82, No. 4, 2010.

[3] C. E. Ruter, K. G. Makris, et al., "Observation of parity-time symmetry in optics", *Nat. Phys*., Vol. 6, pp. 192-195, 2010.

[4] F. Nazari, M. Nazari, M. K. Moravvej-Farshi, "A 2x2 spatial optical switch based on $\mathcal{PT}$-symmetry" ,*Optics Letter*, Vol. 36, No. 22, pp. 4368-4370, 2011.

[5] A. Guo, G. J. Salamo, et.al, "Observation of $\mathcal{PT}$ -symmetry breaking in complex Optical Potentials", *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 103, No. 9, pp. 093902(1)- 093902(4), 2009.

[6] W. Liu, R. S. Guzzon, et. al., "An integrated parity-time symmetric wavelength-tunable single-mode microring laser", *Nat. Comm*. Vol. 8, No. 15389, 2017.

[7] H. Ramezani, D. N. Christodoulides, "$\mathcal{PT}$ -symmetric Talbot effects", *Phys. Rev. Lett*., Vol. 109, No. 3, 2012.

[8] J. Schindler, A. Li, "Experimental study of active LRC circuits with $\mathcal{PT}$ symmetries" , *Phys. Rev. A*, Vol 84, No. 040101(1)-040101(5), 2011.

[9] J. Schindler, A. Li, "$\mathcal{PT}$-symmetric electronics", *Journal of Phys. A: mathematical and theoretical*, Vol 45, No. 44, 2012.

[10] S. Datta, *Quantum Transport: Atom to Transistor*, pp. 104-128, Cambridge University Press, 2005.

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

بیست و چهارمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک و
دهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران
۱۰ الی ۱۲ بهمن ۹۶ – دانشگاه شهرکرد
24th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2018) and
9th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2018)
Jan 30 - Feb 1 , 2018 - Shahrekord University

خواص اپتیکی نانو ذرات کلوییدی پلاسمونی Au-MoO3 ساخته شده به وسیله کاهش مستیم نمک طلا توسط اکسید مولیبدن.

مهری السادات حسینی، مهدی رنجبر

دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی اصفهان، اصفهان، صندوق پستی ۸۴۱۵۶-۸۳۱۱۱

چکیده – در این پژوهش نانو ذرات صفحه ای اکسید مولیبدن با نقص اکسیژن با استفاده از روش الکترواکسیداسیون در الکترولیت آب سنتز شدند. این محلول کلوییدی، باند جذبی پلاسمونی در ناحیه مادون قرمز در طول موج ۷۶۰ نانومتر دارد. با استفاده از محلول کلوییدی اکسید مولیبدن با استوکیومتری ناقص به عنوان عامل کاهنده و محلول نمک طلا، نانو ذرات طلا با اندازه‌ی کوچکتر از ۱۰ نانو متر ساخته شدند. تشکیل نانو ذرات طلا در بستر اکسید مولیبدن منجر به ظهور دو پیک پلاسمونی در محدوده‌ی ۵۵۰-۶۸۰ نانو متر می‌شود. جابجایی پیک پلاسمونی ناشی از تغییر ضریب شکست محلی نانو ذرات طلا در اطراف نانو صفحات اکسید مولیبدن است. ساختار بلوری و مورفولوژی نمونه ها از طریق پراش پرتو ایکس و تصویر میکروسکوپ الکترونی عبوری مورد بررسی قرار گرفته است. همچنین در بررسی پدیده‌ی رنگ زایی گازوکرومیک محلول کلوییدی به دست آمده در حضور گاز هیدروژن شاهد جابجایی پیک جذب پلاسمونی به علت تغییر ضریب شکست محلول و غلظت حامل های بار هستیم.

کلید واژه- اکسید مولیبدن، نمک طلا، نانو ذرات طلا، رزونانس پلاسمون های سطحی جایگزیده، الکترواکسیداسیون.

Optical properties of Plasmonic Au-MoO3 colloidal nanoparticles by in situ reduction of HAuCl4 by blue MoOx nanosheets

M. A. Hosseini, M. Ranjbar[1]

Department of Physics, Isfahan University of Technology, Isfahan 84156-83111, Iran

In this paper defective colloids of blue MoOx nanosheets were prepared by electro-oxidation method in water. This colloidal solution exhibits a plasmonic absorption band in the infrared region at about 760 nm. Here, we report a solution-based approach for the synthesis of colloidal gold nanoparticles (GNPs) by proposing sub-stoichiometric blue MoOx nanosheets as a reducing reagent for HAuCl4. Formation of GNPs of <10 nm in diameter in a molybdenum oxide background emerged two plasmonic peaks at 550-680 nm range. We observed a red-shift in the LSPR spectral peaks that as attributed to change in the local refractive index of gold decorate the molybdenum oxide nanosheets. Crystalline structure and morphology of samples were studied with X-ray diffraction and Transmission electron microscopy. Furthermore, we demonstrate the gasochromic coloration effect in the presence of hydrogen gas in Mo:Au solutions of affecting the LSPR absorptions. It was observed that both gold and Mo oxide plasmonic peaks have a red-shift by insertion of hydrogen gas which is attributed to change in solution refractive index and defect concentration.

Keywords: MoOx, $HAuCl_4$, gold nanoparticles, localized surface plasmon resonance, electro-oxidation.

[1] Corresponding author. Tel.: +98 31 3391 2375; fax: +98 313 391 2376. E-mail address: ranjbar@cc.iut.ac.ir (M. Ranjbar)

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

Introduction

Gold nanoparticles (NPs) have many applications in biological and chemical sensing due to surface plasmon resonance and negligible toxic properties [1, 2]. Synthesis of gold NPs with different shape and size has become one of the most interested research topics now. Gold NPs are usually prepared by chemical reduction of gold precursors, commonly $HAuCl_4$, with variety of reducing agents. In addition to single GNPs, much works has been devoted to synthesis of gold-metal oxide compositional NPs to enhance the chemical activity [3, 4]. Compounds of nanostructured molybdenum oxide have been intensively investigated and are regarded in various fields. The Molybdenum oxides in due to quantum size effects, allow shifts in electronic structure and oxidation potentials so that permits enhanced catalytic activities not possible in bulk. Especially in 2D materials, edge-site substitution with metals and nucleation and growth of metal NPs is possible due to the high density of defect-containing reactive edges [5]. Therefore, they may be a good candidate for use as the primary nucleus for the reduction of $HAuCl_4$. On the other hands, it is believed that surface defect sites play a key role in catalytic activity of molybdenum oxide, either as nucleation centers or as attachment sites [6]. Therefore, they may be a good candidate for use as the primary nucleus for the reduction of $HAuCl_4$. On the other hands, it is believed that surface defect sites play a key role in catalytic activity of molybdenum oxide, either as nucleation centers or as attachment sites [6]. Therefore, in addition to two-dimensionality, evolution of defects in molybdenum oxide nanosheets can enhance its catalytic activity toward a metal precursor and is often performed by reducing the fully oxidized MoO_3 [7]. In this paper we found that the blue molybdenum oxide is able to form Au NPs with pronounce LSPR properties. Herein, we report the experimental studies by UV-Vis spectrometry, XRD and TEM. The produced Au-MoO3 colloidal NPs are also able to exhibit gasochromic coloration property with a spectral shifting aspect in the presence of hydrogen gas

1. Experimental

Colloidal NPs of molybdenum oxide were fabricated via an electrochemical anodizing of molybdenum sheets in a 0.02 M HCl electrolyte (Fig.1). In this process, two molybdenum sheets were put 1 cm apart from each other. A 30 V DC bias voltage was applied to the two ends of sheets for 5 min. By applying voltage, the anode began to corrode electrochemically, gradually dispersed into the electrolyte and a colloidal solution was obtained. By merely mixing of hydrogen tetrachloroaurate (III) hydrate solution (10^{-4} Molar) with the colloidal molybdenum oxide, samples of different MoO_x: HAuCl4 ratios (Mo:Au =10:1, 20:1, 30:1 and 40:1) were obtained (Fig 1). They were named according to the Mo: Au ratio (for example $MA_{10:1}$ denotes Mo:Au(10:1). To characterize samples optical absorptions, x-ray diffraction, TEM imaging and XPS analysis were done. Gasochromic coloration experiments were conducted by injection of 10% H2/Ar mixed gas. To do this, a tiny glass pipe was inserted into a sealed quartz cell containing the solution.

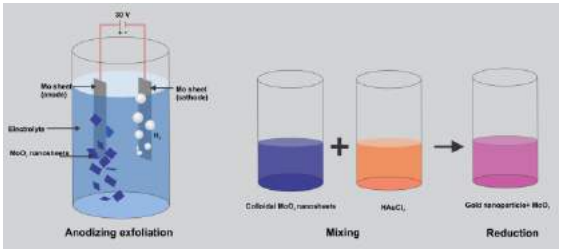


Fig 1: Schematic representation of anodizing exfoliation of Mo sheets and obtaining blue MoO_x nanosheets, mixing with $HAuCl_4$ process and formation of $Au+MoO_3$

2. Result and discussion

Fig.2 (a) illustrates the optical absorption spectra of the $HAuCl_4$ solution, as-prepared blue MoO_x colloids before and after mixing with the $HAuCl_4$ in four different Mo:Au ratios of 10:1, 20:1, 30:1 and 40:1. For the spectrum of blue MoO_x in Fig.2(a), the plasmonic behavior concerns a broad optical absorption band observable in the NIR region at ~760 nm, which originates from the presence of oxygen vacancies [8] and as a metal oxide semiconductor, it represents an absorption edge

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

under 400 nm due to excitation across the optical band gap. Furthermore, the $HAuCl_4$ has a characteristic peak around 300 nm. As can be seen, the mixing of these two solutions results in formation of gold plasmon absorption peak at about 550 nm, indicating the gold precursor reduces to GNPs which can also be viewed from the appearing a pink color in the photographic image. In addition, the $HAuCl_4$ peak decays for all the mixing ratios after the mixing process, thus indicating the gold precursor decomposes completely. Formation of GNPs is understandable according to diffraction gold diffraction peaks in the XRD patterns. The XRD patterns of the initial blue MoO_x, samples $MA_{10:1}$ and $MA_{40:1}$ are shown in Fig.2 (b). No diffraction peak exists over the pattern of MoO_x in part (b), which will be explained by two-dimensionality of the MoO_x nanoflakes (TEM images, Fig. 3). However, apparent diffraction peaks of fcc Au (JCPDS No. 00-001-1172) appears for samples $MA_{10:1}$ and $MA_{40:1}$. The sharpest peak at (111) direction suggests that Au NPs are likely more developed along this direction [9].

The gold absorption wavelength (~550 nm) in Fig.2 suggests that the particle size should be smaller than 20 nm [32] in agreement with the TEM results in the next section. Moreover, gold plasmon peak position demonstrates blue-shift by increasing the Mo:Au ratio. This spectral shift is mainly attributed to a reaction-induced variation in the solution refractive index, where the gold peak position can be used as an indicator for environment refractive index according to the following equation [10]:

$$\lambda_{max} = \lambda_p \sqrt{1 + 2n_m^2} \quad (1)$$

In which λ_{max} is the gold peak position, λ_p is bulk plasmon resonance wavelength and n_m is refractive index of the medium.

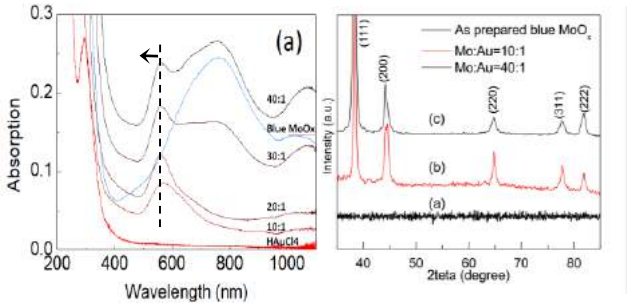


Fig.2: (a) Optical absorption spectra of initial blue MoO_x nanosheets colloidal solution, $HAuCl_4$ solution and after their merely mixing at different Mo:Au ratio of 10:1, 20:1, 30:1 and 40:1. (b) XRD patterns of initial MoO_x nanosheets, sample $MA_{10:1}$ and sample $MA_{40:1}$

TEM images are shown in Fig.3 (a, b) for the initial blue MoO_x, and sample $MA_{40:1,}$ respectively. The two dimensional nature of MoOx colloids is identified from the TEM image in part (a) where most of observable flakes look transparent, thus indicating that their thickness is only few nanometers. This is probably why there are no peaks in the XRD patterns. An average lateral size of 24 nm was measured for the nano-flakes. In TEM image of sample $MA_{40:1}$ (part (b)) two different kinds of particles exist. Those few particles that are bigger and seem darker are attributed to MoO3 while those of smaller dimension are attributed to GNPs. One can see that these GNPs are uniformly distributed and the gold averages size is ~4.5 nm in sample $MA_{40:1}$, consistent with LSPR wavelength position in the absorption spectra Partial formation of core-shell structure is also expectable because insets of Fig.3 reveal a core-shell structure with about 4 nm.

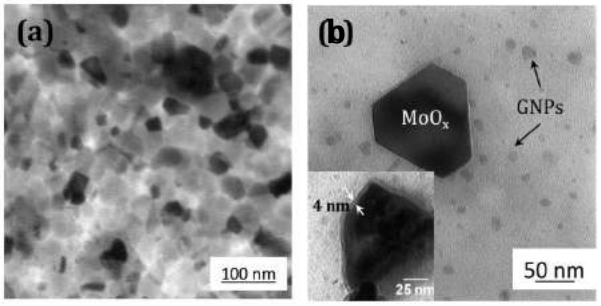


Fig.3: TEM images (a) initial MoOx nanosheets, (b) sample $MA_{40:1}$

The Au-MoO_x colloids, made by the reduction method of this paper, exhibited a considerable gasochromic response in which a color change from transparent to blue occurs upon bubbling %10 hydrogen gas. In Fig.4, spectral time variations for Mo:Au ratios of 10:1 and 40:1, are displayed at time intervals of 15 min. Before gas injection, the gold LSPR peaks dominate the spectrum, while there is no significant absorption in the NIR region. Upon exposure to 10% H2/Ar at room temperature, drastic rise in the absorption peak occurs in the NIR region for all the samples, which demonstrate formation of the MoO_x LSPR peak. Usually, the gasochromic developing process takes few minutes and a change from colorless to blue color can be observed during gas exposure, even after cutting off the gas exposure. Photographic images in Fig.4 show that the pink color of Au-MoO_3 sample turns blue after hydrogen injection in a sealed quartz cell. This gasochromic behaviour has been related to the reduction of Mo by hydrogen atoms spilt-over [11] and as a result, oxygen defect develops into the Mo oxide lattice and the fully oxidized particles recover

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

the $MoO_{x<3}$ composition. Partial reduction of Mo^{6+} cations to Mo^{5+} is also expected according to $MoO_3 + (3-x)\ H_2 \rightarrow MoO_x + (3-x)\ H2O$ reaction. The gold NPs in these systems can promote the room temperature dissociation of H_2 into H atoms and accelerate the coloration of Mo oxide colloids. The gold LSPR curve is integrated as a shoulder into the spectrum. It can be clearly seen that with the colouring time, the LSPR peak of molybdenum oxide dominates the spectrum and its intensity increases with Mo:Au ratio. As the intensity of Mo oxide plasmonic peak increases upon gas exposure, the LSPR curve of gold shifts about towards red wavelengths, which implies that the resonance wavelength increases. This noticeable red-shift, shown in the Fig.4, for gold plasmonic peak is about 20 nm for sample $MA_{10:1}$. As before, this red-shift is due to the change in the dielectric constant in the solution on exposure to gas because the electrical, chemical and optical properties of Mo oxide change in the presence of hydrogen. This is probably accompanied by an increase in the refractive index of the solution environment (gold surrounding) due to the coloration of molybdenum oxide. Another LSPR red-shift is observed for Mo oxide plasmonic peak after interacting with hydrogen gas, which is remarkably high (about 50 nm). This shifting is shown in sample $MA_{40:1}$ with arrows. In the case of plasmonic metal oxides, not only the shape, size, and environment of the NPs affect the location of the peak, but also the level of oxygen defects is also effective in such a way that the wavelength reduces by defect concentration [12]. Therefore, the observed red shift can be partially due to the difference in the concentration of defects in the initial defective blue colloids obtained in exfoliation process and those created in the hydrogen gasochromic coloration process.

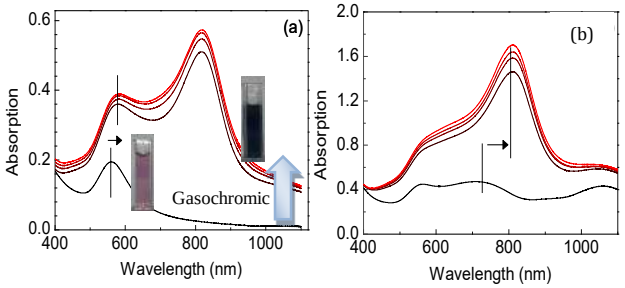


Fig.4: (a) Spectral time variations of Au-Mo oxide samples in the gasochromic process for Mo:Au ratios of 10:1 and (b)sample of 40:1, at hydrogen (10%) injection time intervals of 15 min.

The formation of Au-MoO_3 via reduction mechanism is considered as the follows. The blue MoO_x nanosheets obtained by anodizing exfoliation have a lot of surface defect sites. Localized electrons in oxygen vacancy sites transfer to the positively charged gold ions, oxidizing MoO_x and reducing gold ions to gold metal and gold nuclei formation, which are responsible for the formation of gold plasmonic peak and decay of MoO_x peak. So two-dimensionality and defects in our MoO_x play a key role in its reducing ability. On the other hands, coloration in the gasochromic process is attributed to defect reformation via hydrogen injection and oxygen removing from the MoO_3. When the initial MoO_x blue color disappears, it is an oxidizing effect because it is known that fully oxidized MoO_3 colloids are colorless and the blue color of defect-containing molybdenum oxide compounds is correlated to the oxygen defects. According to the literature, Mo^{5+} is commonly accepted to be responsible for the blue color and absorption in MoO_x [13-14]. Therefore, losing the blue color is attributed to oxidation of MoO_x which is accompanied by formation of gold metal.

3. Summary

In this paper, the blue colloidal MoOx were prepared by anodizing exfoliation method, which is a simple and fast approach. Colloidal nanoparticles have a plasmonic absorption peak at about 760 nm. Based on UV-vis spectrometry, TEM and chemical analysis, these colloidal nanosheets were able to reduce $HAuCl_4$ to GNPs of several nanometers in size, while they themselves were oxidized and loss their plasmonic peak. The resulting nanoparticles exhibited gasochromic coloration effect in the presence of hydrogen gas. In this process, the absorption peak of molybdenum oxide raise again and its relative intensity was enhanced by increasing the amount of molybdenum oxide. Also, in this process we observed a red-shift in the gold peak, which was attributed to an increase in the refractive index due to the change in the oxidation state of molybdenum oxide.

4. References

[1] D.A. Giljohann, D.S. Seferos, W.L. Daniel, M.D. Massich, P.C. Patel, C.A. Mirkin, International Edition 49(19) (2010) 3280-3294.
[2] X. Huang, P.K. Jain, I.H. El-Sayed, M.A. El-Sayed, Medical Science 23(3) (2008) 217-228.
[3] M. Murdoch, G. Waterhouse, M. Nadeem, J. Metson, M. Keane, R. Howe, J. Llorca, H. Idriss, Nature Chemistry 3(6) (2011) 489-492.
[4] V. Subramanian, E.E. Wolf, P.V. Kamat, Journal of the American Chemical Society 126(15) (2004) 4943-4950.
[5] M. Chhowalla, H.S. Shin, G. Eda, L.-J. Li, K.P. Loh, H. Zhang, Nature chemistry 5(4) (2013) 263-275.
[6] F. Wang, W. Ueda, J. Xu, Angewandte Chemie International Edition 51(16) (2012) 3883-3887.
[7] H. Bai, W. Yi, J. Li, G. Xi, Y. Li, H. Yang, J. Liu, Journal of Materials Chemistry A 4(5) (2016) 1566-1571.

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

[8] X. Tan, L. Wang, C. Cheng, X. Yan, B. Shen, Z Chemical Communications 52(14) (2016) 2893- 2896.
[9] W. Yan, V. Petkov, S.M. Mahurin, S.H. Overbury, S. Dai, Catalysis Communications 6(6) (2005) 404-408.
[10] V. Amendola, M. Meneghetti, Journal of Physical Chemistry C 113(11) (2009) 4277-4285.
[11] P. Castillero, V. Rico-Gavira, C. López-Santos, A. Barranco, V. Pérez-Dieste, C. Escudero, J.P. Espinós, A.R. González-Elipe, The Journal of Physical Chemistry C 121(29) (2017) 15719-15727.
[12] J.M. Luther, P.K. Jain, T. Ewers, A.P. Alivisatos, Nature materials 10(5) (2011) 361.
[13] R.S. Patil, M.D. Uplane, P.S. Patil Applied Surface Science 252(23) (2006) 8050-8056.
[14] J. Jiang, J. Liu, S. Peng, D. Qian, D. Luo, Q. Wang, Z. Tian, Y. Liu, Journal of Materials Chemistry A 1(7) (2013) 2588- 2594.

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

بیست و چهارمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک و
دهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران
۱۰ الی ۱۲ بهمن ۹۶ - دانشگاه شهرکرد
24th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2018) and
9th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2018)
Jan 30 - Feb 1 , 2018 - Shahrekord University

ویژگی‌های نوری نانوکره اکسید وانادیم دارای تغییر فاز

نوشین ولی‌زاده شهمیرزادی و توکل پاکیزه

دانشکده مهندسی برق دانشگاه خواجه نصیرالدین طوسی

چکیده -. در این مقاله ویژگی‌های نوری نانو کره همگن وغیر مغناطیسی اکسید وانادیم که در هوا قرار دارد مطالعه می‌شود و اثر ابعاد بر روی این مشخصه‌ها نیز بررسی می‌گردد. VO_2 در دمای اتاق عایق می‌باشد و در دمایی بالاتر از دمای بحرانی ($341K$) به فلز تبدیل می‌شود. در فاز فلزی، رزونانس پلاسمون سطحی محلی ($LSPR$) در نانوکره‌های VO_2 شکل می‌گیرد که با افزایش دما، شیفت قرمز کمی می‌یابد و در حالت عایق این رزونانس ناپدید می‌گردد. میدان الکتریکی در این رزونانس به شکل دوقطبی می‌باشد. افزایش ابعاد در فاز عایق، منجر به ایجاد مقدار بیشینه‌ای در طیف نوری می‌گردد که محل این رزونانس در طول‌موج نور مرئی می‌باشد. نانوکره‌های VO_2 در فاز فلزی در مقایسه با نانوکره نقره طیف وسیع‌تری دارند، بعلاه میدان الکتریکی نانو کره نقره در $LSPR$، شدیدتر از VO_2 می‌باشد. با این وجود، $LSPR$ موجود در VO_2 قادر است با حرارت سوییچ شود که موجب شده است این ماده در کاربردهای نوری جایگاه ویژه‌ای داشته باشد.

کلید واژه- تغییر فاز، وانادیم دی‌اکسید، ویژگی‌های نوری، دمای بحرانی، رزونانس پلاسمون سطحی محلی

Optical Properties of VO_2 Nanosphere with Phase Transition

N. Valizade Shahmirzadi and T. Pakizeh

Faculty of Electrical Engineering, K.N. Toosi University of Technology, Tehran 163171419, Iran.

Abstract- *In this paper the optical properties of the homogeneous nonmagnetic vanadium dioxide (VO_2) nanosphere embedded in the air and also size effect on these characteristics are studied. VO_2 is an insulator at room temperature and becomes metal above a critical temperature (T_c=341K). In the metallic phase, a localized surface plasmon resonance (LSPR) forms in VO_2 nanosphere, which red shifts slightly by increasing dimension, its associated electric field is in form of dipole, and disappears in insulator phase. The increment in the dimension of nanosphere in insulator case, results in the appearance of a peak in the visible wavelength that its origin is combined modes. VO_2 nanosphere in metallic case has much broader optical spectra in comparison to silver (Ag) nanosphere, as well as, the electric field of Ag nanosphere in LSPR is more intense than its counterpart in VO_2. Nevertheless the LSPR of VO_2 can be switched thermally, making this material peculiar in optical applications.*

Keywords: *Phase Transition, Vanadium Dioxide, Optical Properties, Critical Temperature, Surface Plasmon Resonance,*

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

Optical Properties of VO_2 Nanosphere with Phase Transition

Nooshin Valizade Shahmirzadi

n.valizade@email.kntu.ac.ir

Tavakol Pakizeh

t.pakizeh@kntu.ac.ir

1 Introduction

Phase transition is an abrupt change in some physical and structural properties of the materials. Insulator-metal-transition (IMT) which is accompanied by extreme variations in electrical conducting is a class of phase transition. IMT occurs in a wide range of metal oxide materials such as titanium trioxide, manganese oxide, vanadium dioxide (VO_2) and etc. [1-2]. Among these IMT materials, VO_2 that its properties were observed by Morin [2] has an outstanding importance. VO_2 thin film is a monoclinic insulator at room temperature (RT). By approaching to a critical temperature (T_c = 341 K), VO_2 undergoes IMT and converts to a rutile metallic structure which results in dramatic variations in its optical and electrical properties [2]. In the metallic phase, the real part of VO_2 dielectric constant becomes negative as the wavelength increases, which can lead to plasmon resonance. Due to unique properties of VO_2, this material has emerged new applications in optics and nanooptics [3-4]. Despite of the fact that localized surface plasmon resonance (LSPR) of noble metallic nanostructures is independent of temperature, VO_2 can tune LSPR of these structures thermally in temperature dependent optical devices [5]. Moreover, an array of silver nanorods which lies on a thin film of VO_2, can rotate the polarization axis of incident visible light [4]. According to suitability of VO_2 in many optical applications, the understanding of VO_2 properties in different phases seems to be necessary. In this paper, optical characteristics of VO_2 nanosphere and the temperature effect on these characteristics are investigated. The obtained results demonstrate that individual VO_2 nanosphere experiences LSPR at about 1000 nm and can switch LSPR thermally.

2 Theories and Models

Optical properties of VO_2 nanosphere are studied by exploiting various methods such as dipole approximation (DA), modified long wavelength approximation (MLWA) and Mie theory. In order to investigate temperature effect on these characteristics, the optical constants of VO_2 at room temperature and above the T_c are used in calculations. Since there is no unique function that can thoroughly describe the temperature dependent dielectric constant of VO_2, the experimental data are utilized for this purpose extracted from [6]. It is assumed that the surrounding medium of the nanosphere is air.

2.1 Dipole Approximation

Optical responses of a VO_2 nanosphere with optical constant $\varepsilon = \varepsilon_1 + i\varepsilon_2$, immersed in a medium with permittivity of ε_m are simply computed by dipole approximation. Notice that the dimension of nanosphere must be much smaller than wavelength (>1% wavelength). The real (ε_1) and imaginary parts (ε_2) of VO_2 dielectric constants above and below the T_c are shown in Fig.1. By applying this method, the absorption, scattering and extinction cross sections are expressed respectively as follow:

$$C_{\text{abs}} = k\,\text{Im}\{\alpha\}, C_{\text{sca}} = \frac{k^4}{6\pi}|\alpha|^2, C_{\text{ext}} = C_{\text{abs}} + C_{\text{sca}} \quad (1)$$

where k is the wave number and α is polarizability coefficient of nanosphere obtained by ($\alpha = 4\pi a^3 \frac{\varepsilon - \varepsilon_m}{\varepsilon + 2\varepsilon_m}$) [7]. The parameter a is the

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

radius of nanosphere. The dimensionless optical efficiencies are computed as follow:

$$Q_i = \frac{C_i}{A} \quad i \in \{\text{abs}, \text{sca}, \text{ext}\} \qquad (2)$$

in which A is geometrical cross section illuminated by incident light. This parameter corresponds to πa^2. The polarizability experiences a resonant enhancement when the ($|\varepsilon+2\varepsilon_m|$) is minimized, which for the small or slowly varying ε_2, simplifies to $\varepsilon = -2\varepsilon_m$ (Fröhlich condition) [8]. This enhancement is observed in metallic phase of VO_2 nanosphere (355 K). In this case, the real part of dielectric constant becomes negative as can be seen in Fig. 1.

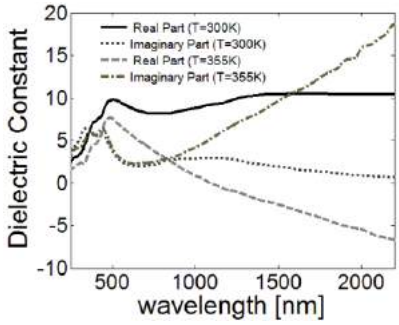


Figure 1: Experimental dielectric constant of VO_2, below and above the T_c, extracted from [6]

2.2 Modified Long Wavelength Approximation

As the radius of nanospheres increases, DA loses its accuracy and is not applicable. However, by using modified polarizability ($\tilde{\alpha}$), DA can be utilized for the nanospheres in which dimensions are less than 10% of wavelength. By calculating $\tilde{\alpha}$, the optical cross sections and efficiencies can be obtained by prior equations. The modified polarizability is expressed as $\frac{\alpha}{1-\frac{2}{3}ik^3\alpha-\frac{1}{a}k^2\alpha}$ [9].

2.3 Mie Theory

Mie theory is a powerful method in computing optical properties of nanospheres. In this procedure, electromagnetic fields are described by spherical harmonics in spherical coordinate. By satisfying the boundary conditions and calculating the scattering coefficients {a_n, b_n}, optical cross sections are achieved as follow:

$$C_{\text{ext}} = \frac{2\pi}{k^2}\sum_{n=1}^{\infty}(2n+1)\,\text{Re}\left[a_n + b_n\right]$$
$$C_{\text{sca}} = \frac{2\pi}{k^2}\sum_{n=1}^{\infty}(2n+1)\left(|a_n|^2 + |b_n|^2\right) \qquad (7)$$

where n is the order of the Riccati-Bessel functions. In order to obtain optical efficiencies, equation (2) is used [7].

3 Results and Discussion

The optical efficiencies and electric field distribution of a 20 nm nanosphere in metallic phase are presented in Fig.2 (a,b) and compared with the same dimension Ag nanosphere.

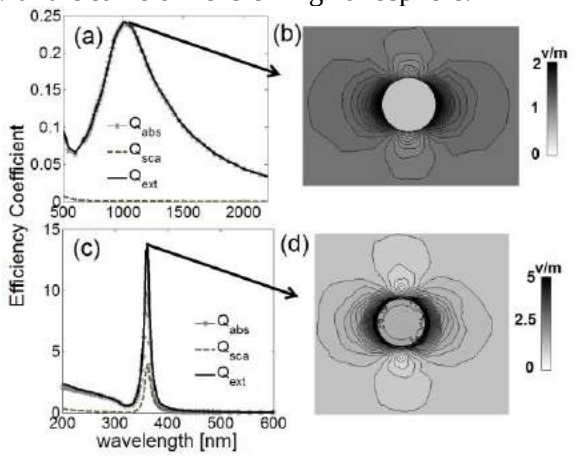


Figure 2: (a) and (b) Efficiency coefficients and electric field distribution of 20 nm VO_2 nanosphere at T=355K, (c) and (d) Efficiency coefficients and electric field distribution of 20 nm Ag nanosphere

There is a resonance around 1000 nm in spectra of VO_2 in metallic phase. Due to the electric field distribution, the origin of this resonance is an electric dipole. The extinction efficiency of a 20 nm Ag nanosphere is shown in the Fig. 2(c). The enhancement in LSPR of Ag is much higher than VO_2 in metallic phase. However, there is a little change in the LSPR of Ag nanoparticle when the particles are heated from RT up to 500 °C [10]. According to Fig. 1, the real part of VO_2 is close to zero in resonance wavelength that is contrary to plasmon resonance condition. It seems that the imaginary part of VO_2 has an extreme effect on the resonance wavelength; therefore the effect of this parameter on VO_2 resonance is examined.

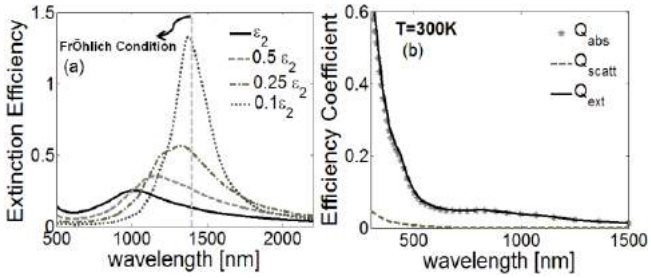


Figure 3: (a) Effects of imaginary part of VO_2 dielectric constant on the spot of LSPR wavelength, (b) Optical properties of 20 nm VO_2 nanosphere at RT.

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

Fig. 3(a) shows that the extinction spectrum of 20 nm nanosphere approaches to Fröhlich condition as the value of imaginary part for VO_2 is lowered by 0.5, 0.25 and 0.1 factors. It can be concluded that the principle of resonance around 1000 nm is the LSP which is influenced severely by the imaginary part of the dielectric constant. By lowering the temperature, LSPR disappears; therefore this resonance can be switched thermally as can be seen in Fig.3 (a).

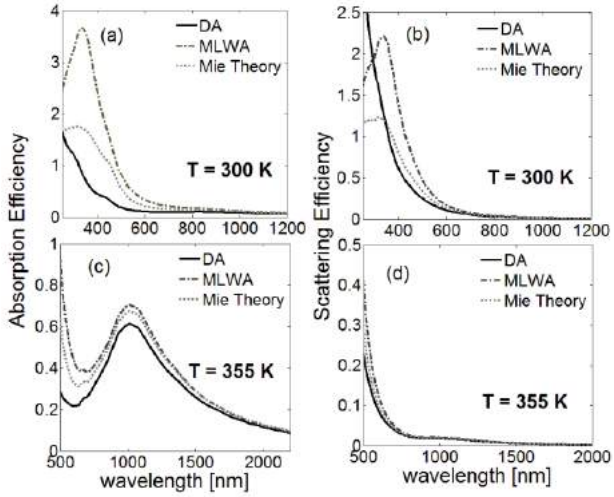


Figure 4: Optical properties of 50 nm VO_2 nanosphere, (a) and (b) at RT, (c) and (d) above T_c.

The size effect on the optical spectra of VO_2 nanospheres for insulator and metallic phases is investigated. For this reason, the absorption and scattering efficiencies of 50 nm and 100 nm are illustrated in Fig. 4, and Fig. 5, respectively.

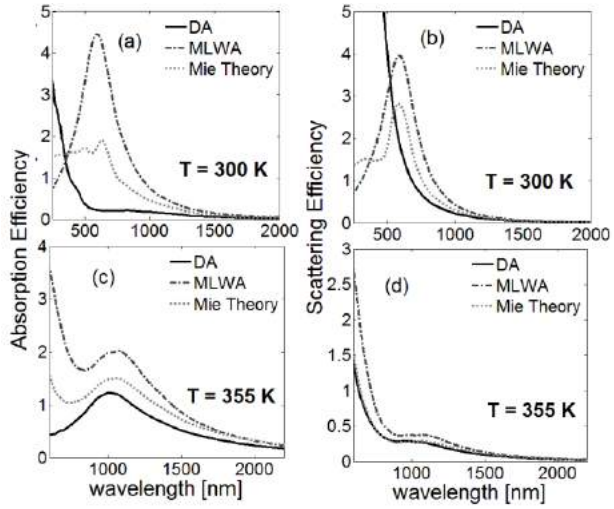


Figure 5: Optical properties of 100 nm VO_2 nanosphere, (a) and (b) at RT, (c) and (d) above T_c.

According to the obtained results, in the insulator phase (T=300K), there is a peak in the optical spectra for 50 nm and 100 nm nanospheres in the visible range. This peak is associated with combined modes. By raising the temperature, VO_2 experiences IMT and becomes metal, conducts to a large absorption and extinction coefficients at the wavelength of 1011 nm for 50 nm nanosphere. The LSPR redshifts and broadens as the radius increases, which occurs in 1064 nm for 100 nm nanosphere. This LSPR is obvious in scattering spectra for $r \geq 100$ *nm*. More surprisingly, the absorption efficiency is higher than the scattering in the vicinity of the LSPR peaks in all cases.

4 Conclusion

The optical properties of VO_2 nanosphere in insulator and metallic phases, and also size effect on these characteristics have been investigated. VO_2 nanosphere exhibits LSPR in metallic phase, which disappears in insulator case. Consequently VO_2 can switch its LSPR thermally, which makes this material practical in temperature dependent optical devices. By increasing dimension of VO_2 nanosphere, the LSPR redshifts slowly and also a peak is observed in optical spectra in insulator case which its origin is combined modes.

5 References

[1] F.J. Morin, "Oxides which show a metal to insulator transition at the Neel temperature", Phys. *Rev. Lett*., Vol. 3, No. 1, pp. 34-36, 1959.

[2] V. P. Malinenko, L. A. Aleshina, A. L. Pergament, et al, "Switching effects and metal− insulator transition in Manganese Oxide", *J. Sel. Top. Nano Electron. Comput.*, Vol. 1, No.1, pp: 44-50, 2013.

[3] S.K. Earl, T.D. James, T.J. Davis, et al., "Tunable optical antennas enabled by the phase transition in vanadium dioxide", *Opt. Express*, Vol. 21, No. 22, pp. 27503-27508.

[4] S.K. Earl, T.D. James, D.E. Gómez, et al., "Switchable polarization rotation of visible light using a plasmonic metasurface", *APL Photonics*, Vol. 2, No. 1, pp. 016103-1-8.

[5] H. Zhou, X. Cao, M. Jiang, et.al, "Surface plasmon resonance tunability in VO2/Au/VO2 thermochromic structure", *Laser Photon Rev*., Vol. 8, No. 4, pp. 617-625, 2014.

[6] H.W. Verleur, A.S. Barker Jr, C.N. Berglund, "Optical properties of VO_2 between 0.25 and 5 eV", *Phys. Rev.*, Vol. 172, No. 3, pp. 788-798, 1968.

[7] C.F. Bohren, D.R. Huffman, "*Absorption and scattering of light by small particles*", John-Wiley 2008.

[8] S.A. Maier, 2007. "*Plasmonics: fundamentals and applications*",Springer 2007.

[9] K.L. Kelly, E. Coronado, L.L. Zhao, et al., "The optical properties of metal nanoparticles: the influence of size, shape, and dielectric environment", *J. Phys. Chem. B*, Vol. 107, No. 3, pp. 668-677, 2003.

[10] R. H. Doremus, "Optical properties of small silver particles*", J. Chem. Phys.*, Vol. 42, No. 1, pp: 414-417, 1965.

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

پالسهای کوتاهتر از ۸ فمتو ثانیه: حاصل فشرده سازی نور سفید تولید شده توسط تار نوری توخالی

[۱]علی اصغر عجمی، [۲]وولفگانگ هوسینسکی

[۱]سمنان - دانشگاه سمنان – دانشکده فیزیک

[۲]اتریش – وین – دانشگاه صنعتی وین – دانشکده فیزیک کاربردی

چکیده – برای تولید نور سفید پیوسته با شدت طیفی بالا از تار نوری توخالی شیشه ای با قطر داخلی ۲۵۰ میکرومتر استفاده شد. این تار روی یک پایه V شکل درون یک محفظه لوله ای پر شده با گاز آرگون نصب شده است. پرتو یک لیزر تیتانیوم-سفایر با پالسهای ۳۰ فمتوثانیه توسط یک عدسی تخت-کوژ در ورودی تار نوری توخالی کانونی می شود. شدت بالای پرتو لیزر درون این تار توخالی باعث بروز پدیده تغییر فاز خود به خودی شده که نتیجه آن پهن شدگی طیف پرتو لیزر می شود. میزان پهن شدگی به پارامترهای مختلفی از جمله انرژی پالسهای ورودی، طول پالسها، طول تار نوری، فشار گاز درون تار و نسبت قطر پرتو ورودی در محل کانون به قطر داخلی تار بستگی دارد. در شرایط بهینه طول تار ۱۷۵ سانتی متر، انرژی پالس ۵۰۰ میکرو ژول، فاصله کانونی عدسی ۱۵۰ سانتی متر و فشار گاز آرگون ۰،۶ بار طیف پیوسته نور سفید دارای گستره ۶۰۰ نانومتر تا ۹۵۰ نانومتر است که پس از عبور از درون یک فشرده ساز دارای ۸ آینه چیرپ منجر به تولید پالسهایی با طول پالس کمتر از ۸ فمتو ثانیه شد.

کلید واژه- اپتیک غیر خطی، پالسهای فمتو ثانیه، تار نوری توخالی، تغییر فاز خود به خودی، پیوستار نور سفید

Sub-8 fs Pulses: a Consequence of Compressing White Light Continuum Generated by Hollow Core Fiber

Aliasghar Ajami[1], Wolfgang Husinsky[2]

[1]Faculty of Physics, Semnan University, 35131-19111 Semnan, Iran

[2]Institute of Applied Physics, Vienna University of Technology, 1040 Vienna, Austria

Abstract - In order to generate high-spectral-irradiance white light continuum (WLC) a hollow fiber with 250 μm inner diameter was used. The hollow fiber was mounted on a V-groove holder inside a chamber filled with Argon gas. The output beam of a Ti:sapphire laser producing 30 fs pulses was focused at the entrance of the hollow fiber using a plano-convex lens. The high intensity of the incident laser beam inside the hollow fiber causes self-phase modulation leading to broadening the spectral of the input light. The broadening strength depends on many parameters such as the energy of the incident pulses, duration of incident pulses, length of hollow fiber, gas pressure inside the hollow fiber and the ratio of the beam waist diameter to inner diameter of the hollow fiber. At optimal conditions of 175 cm length hollow fiber, 500 μJ pulse energy, 150 cm focal length lens and 0,6 bar gas pressure the white light exiting the fiber possesses a spectrum ranging from 600 nm- 950 nm which results in generation of sub-8 fs pulses via compressing by a compressor consisting of 8 chirp mirrors.

Keywords: femtosecond pulses, hollow fiber, nonlinear optics, self–phase modulation, white light continuum

This paper is authentic if it can be found in www.op……

Sub-8 fs Pulses: a Consequence of Compressing White Light Continuum Generated by Hollow Core Fiber

A. A. Ajami
ajami@semnan.ac.ir

W. Husinsky
Husinsky@iap.tuwien.ac.at

1 Introduction

White light continuum (WLC) generation is a nonlinear optical process in which the spectral bandwidth of input pulses are broadened in the range from the UV to the IR as ultrashort laser pulses propagate through a transparent medium [1]. Alfano and Shapiro were the first to report WLC generation by focusing powerful picosecond pulses in glass samples in 1970 [2, 3]. WLC can also be generated by focusing high energetic ultrashort laser pulses into other transparent mediums such as deionized water [4], optical fiber [5], photonic crystals [6], dielectric and semiconductors [7], crystals such as YAG and Sapphire [8] and inert gases such as Krypton, Argon and Neon [9, 10]. Using a noble gas confined by a hollow fiber instead of a bulk medium for WLC generation provide several advantages. Propagation of light along hollow fibers occurs through grazing incidence reflections at the inner surface thus, the same spot size is maintained along the entire fiber length leading to enhancement of nonlinear effects. In a bulk material, a tight focusing necessary to obtain high irradiance would limit the interaction length. A hollow fiber filled with al length lens resulted in a 190 µm beam waist leading to best matching required for sustaining the single mode propagation through the entire length of the 175 cm long fiber. The hollow fiber is mounted on a V-groove holder inside a chamber filled with Argon gas. The chamber itself is mounted on a pair of xz translation stage allowing the adjustment of the fiber axis so that the pump beam travel through the hollow fiber without striking the fiber wall. Since the beam spot stability is very crucial, the pump beam path from the amplifier output to the chamber entrance is covered to prevent even the air flow. The laser spot at the focus should possess a high circularity to achieve the maximum efficiency of the WLC generation and also to attain a perfect beam profile demonstrating a spatially Gaussian inert gas can handle higher energy pulses than a bulk material. In a bulk material, when the irradiance is too high, avalanche ionization occurs which leads to damage and destroys the transmission and spatial beam quality. We produced sub-8 fs pulses by compressing WLC generated by slightly focusing femtosecond pulses into a hollow fiber filled with Argon gas. This work was done in Applied Physics Institute at Vienna University of Technology in Austria.

2 WLC Generation

Figure 1 schematically shows the setup used for WLC and sub-8 fs pulse generation in this work. The laser source used as a pump for WLC generation is a compact pro Ti:sapphire laser system producing 500 µJ, 30 fs, 800 nm pulses at 1 kHz repetition rate. The 10 mm laser beam is slightly focused using a plano-convex lens at the entrance of the 175 cm long hollow fiber. The inner diameter of the hollow fiber is 250 µm. we examined different lenses with focal length ranging from 100 cm to 175 cm to make the best matching between the laser beam waist diameter and the hollow fiber diameter. Using 150 cm foc

distribution. To this end the focusing lens is mounted on a 2D rotation stage to adjust the incident angle on the focusing lens and consequently control the circularity and astigmatism. The guided light to the exit of the hollow fiber is spectrally broadened as a consequence of self-phase modulation and very high-order nonlinear processes [9]. The efficiency of WLC generation in this setup is higher than 40% leading to output pulse energies of greater than 200 µJ. The WLC beam emerged from the chamber is then travel through an ultra-broadband dispersive mirror compressor consisting of 8 chirped mirrors to remove the chirp and produce Fourier transformed pulses possessing the shortest possible duration. The first mirror in the compressor is a concave mirror to re-collimate

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

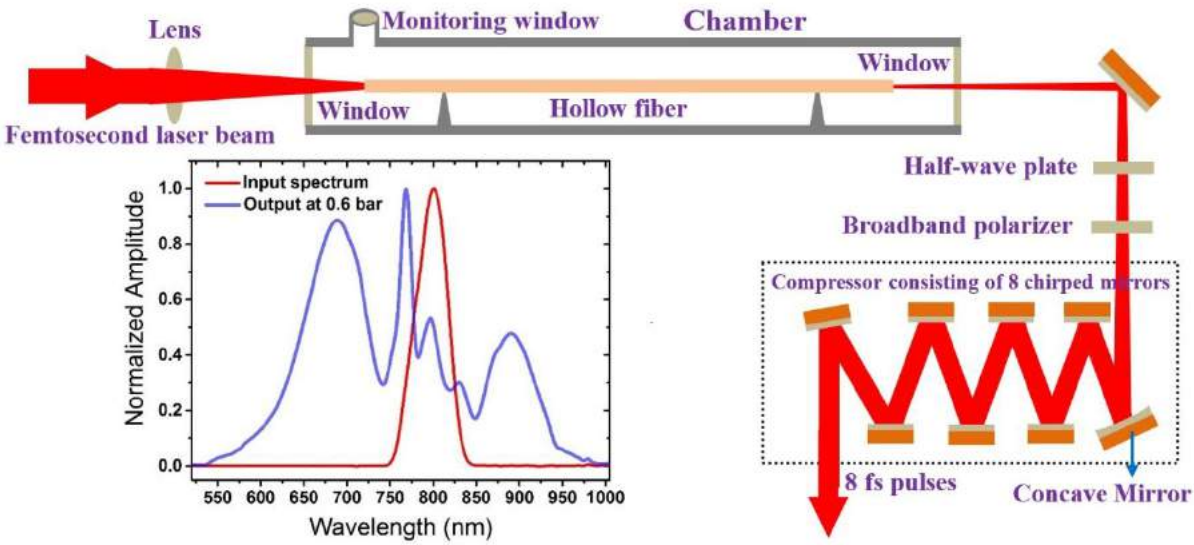


Figure 1. Schematic setup used for WLC generation in order to produce sub-8 fs pulses

the divergent beam exiting the hollow fiber. A set of half-wave plate and a polarizer can be mounted before the compressor to control the pulse energy required for different purposes.

2.1 Gas Pressure Dependence of the WLC Spectral Bandwidth

Argon gas was used to fill the chamber at different pressure to investigate the effect of gas pressure on the generated bandwidth. The spectral bandwidth of the WLC produced by Argon gas-filled hollow fiber showed strong dependency on the pressure of the Argon gas inside the chamber. Figure 2 shows how the WLC bandwidth broadens as the gas pressure inside the chamber is increased. When the chamber is evacuated (i.e. zero pressure) the spectrum of light exiting the hollow fiber is identical to the input pump (i.e. amplifier beam) with a peak at 800 nm and a bandwidth of 40 nm corresponding to a pulse duration of 30 fs. When the chamber is filled with Argon gas at pressure of 0.4 bar two blue-shifted and red-shifted peaks appear at 745 nm and 860 nm respectively. As the pressure of Argon gas is increased to 0.6 bar the peaks shift to 690 nm and 890 nm. At pressure of 1 bar the peak positions are 677 nm and 945 nm. When the pressure increased to 1.4 bar the peaks relocated to 585 nm and 980 nm so that the spectrum covers a large range of wavelengths from 500 nm to 1050 nm.

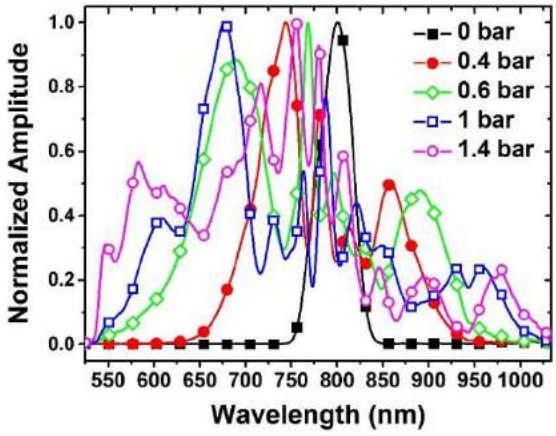


Figure 2. WLC spectrum at different gas pressure

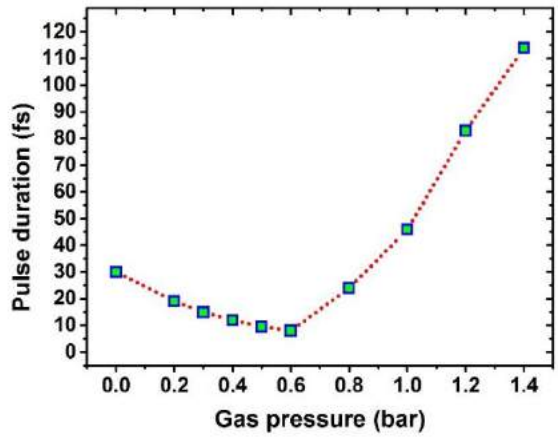


Figure 3. Pulse duration of compressed pulses at different gas pressures

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.

3 Pulse Width Measurements for Compressed WLC Pulses

The pulse duration of the compressed pulses was measured using an autocorrelater after the compressor (see figure 4).

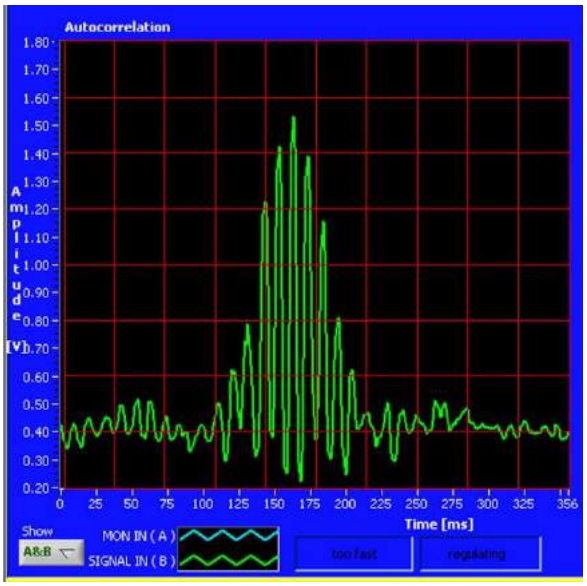


Figure 4. Interferometry Autocorrelation measurement showing 8 fs pulses.

Although the spectrum of the WLC broadens with increasing the Argon gas pressure inside the hollow fiber the pulse width of the pulses exiting the compressor does not accordingly decreases. As shown in Figure 3 the pulse duration decreased from 30 fs (for pump pulses) to below 8 fs as the pressure inside the hollow fiber is increased up to 0.6 bar. It is an expected trend since for Fourier-bandwidth-limited pulses the pulse duration is proportional with the reciprocal of the spectral bandwidth. Thus, the pulse duration has to decrease as the WLC bandwidth becomes wider as a consequence of pressure increase.

By further increasing of the gas pressure inside the chamber the observed results do not follow the same trend. The WLC spectral bandwidth although broadens the pulse duration no longer decreases but increases. This behavior happens because a complete compensation of the chirp carried by the spectrally broadened pulses cannot be achieved by the compressor when the spectral bandwidth grows beyond the range of 600-950 nm. In fact, at 0.6 bar gas pressure the setup outcome is nearly Fourier-bandwidth-limited pulses whereas this does not happen at higher gas pressures. As far as the generation of shorter pulses is concerned, the gas pressure of 0.6 bar is optimal value.

4 Conclusion

We generated sub-8 fs pulses by compressing the WLC generated by Argon filled hollow core fiber. The 10 mm diameter Ti-Sapphire laser was focused into 190 µm waist diameter inside a 250 µm inner diameter 175 cm long hollow fiber using a 150 cm focal length lens. The WLC spectral bandwidth increased by increasing the gas pressure inside the hollow fiber. The WLC then traveled through a compressor consisting of 8 chirped mirrors to eliminate the chirp carried by pulses exiting the fiber. The shortest pulses were obtained at gas pressure of 0.6 bar when the WLC spectrum covered the range of 600-950 nm.

References

[1] C. Vozzi, M. Nisoli, G. Sansone, S. Stagira and S. De Silvestri, *Appl. Phys. B*, Vol. 80, No. 3, PP. 285-289, 2005

[2] R. R. Alfano and S. L. Shapiro, *Physical Review Letters*, Vol. 24, No. 11, PP. 584-587, 1970

[3] R. R. Alfano, Q. X. Li, T. Jimbo, J. T. Manassah and P. P. Ho, *Optics Letters*, Vol. 11, No. 10, PP. 626-628, 1986

[4] M. Balu, J. Hales, D. Hagan and E. Van Stryland, *Optics Express*, Vol. 12, No. 16, PP. 3820-3826, 2004

[5] P.-A. Champert, V. Couderc, P. Leproux, S. Février, V. Tombelaine, L. Labonté, P. Roy, C. Froehly and P. Nérin, *Optics Express*, Vol. 12, No. 19, PP. 4366-4371, 2004

[6] L. E. Hooper, P. J. Mosley, A. C. Muir, W. J. Wadsworth and J. C. Knight, *Optics Express*, Vol. 19, No. 6, PP. 4902-4907, 2011

[7] P. B. Corkum, R. R. Alfano and J. T. Manassah, *Optics Letters*, Vol. 10, No. 12, PP. 624-626, 1985

[8] A.-L. Calendron, H. Çankaya, G. Cirmi and F. X. Kärtner, *Optics Express*, Vol. 23, No. 11, PP. 13866-13879, 2015

[9] W. Tawfik, *Radiation Physics and Chemistry*, Vol. 125, No. Supplement C, PP. 165-170, 2016

[10] M. Nisoli, S. Stagira, S. De Silvestri, O. Svelto, S. Sartania, Z. Cheng, M. Lenzner, C. Spielmann and F. Krausz, *Applied Physics B: Lasers and Optics*, Vol. 65, No. 2, PP. 189-196, 1997

This paper is authentic if it can be found in www.opsi.ir.