

مقالات پوستر

بررسی شفافیت القایی در یک ساختار پلاسمون پلاریتون تام برای کاربردهای حسگری

شهره جوینده، محمود حسینی فرزاد، مژده جان فدا

چکیده: این تحقیق به بررسی روش‌های نوین کنترل نور با استفاده از پلاسمون‌های تام و پدیده شفافیت القایی می‌پردازد. پلاسمون‌های تام، امواج الکترومغناطیسی سطحی هستند که در فصل مشترک فلز و بلور فوتونی یک بعدی ایجاد می‌شوند و با بهره‌گیری از آن‌ها و پدیده شفافیت القایی، می‌توان به کنترل دقیق خواص نوری مواد دست یافت. این تحقیق نشان می‌دهد که چگونه می‌توان با ترکیب این دو پدیده، مورد استفاده برای یک حسگر ضریب شکست حساس قرار گیرد.

کلیدواژه- حسگر نوری، بلور فوتونی، تام پلاسمون، شفافیت القایی

Investigation of induced transparency in a Tamm polariton plasmon structure for sensing applications

Shohreh Jooyandeh; Mahmoud Hosseini Farzad; Mozhdeh Janfada

Shohreh.jooyandeh@gmail.com, hosseinif@shirazu.ac.ir, mozhdeh.janfada@gmail.com

Abstract- This research examines new methods of light control using tamm plasmons and the phenomenon of induced transparency. Tamm plasmons are surface electromagnetic waves that are created at the interface between a metal and a one-dimensional photonic crystal, and by using them and the phenomenon of induced transparency, it is possible to achieve precise control of the optical properties of materials. This research shows how combining these two phenomena can be used for a sensitive refractive index sensor.

Keywords: optical sensor, photonic crystal, tamm plasmon, electromagnetically induced transparency (EIT)

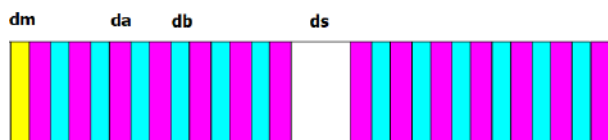
مقدمه

تئوری و روش شبیه سازی

در این پژوهش، برای شبیه سازی رفتار نوری ساختار بلور فوتونی یک بعدی، از روش ماتریس انتقال در نرم افزار متلب استفاده شده است. ساختار مورد مطالعه، یک بلور فوتونی یک بعدی با لایه های متناوب از دو نوع ماده با ضریب شکست متفاوت است که بر روی یک لایه فلزی قرار دارد. روش ماتریس انتقال، یک ابزار قدرتمند برای تحلیل انتشار نور در ساختارهای چندلایه است. در این روش، هر لایه از ساختار با یک ماتریس مشخص می شود که حاوی اطلاعاتی درباره ضریب شکست، ضخامت و خواص نوری آن لایه است. با ضرب متوالی این ماتریس ها، می توان ماتریس انتقال کلی ساختار را به دست آورد که ارتباط بین میدان های الکترومغناطیسی در دو سوی ساختار را نشان می دهد.

ابعاد و مشخصات کلی

دو ماده TiO_2 , SiO_2 با ضخامت های 180 نانومتر و 210 نانومتر و ضریب شکست های $n_a = 2/2$ و $n_b = 1/45$ که متناوبا $N=30$ بار تکرار می شوند. ضخامت لایه نقره بر روی این ساختار قرار می گیرد 30 نانومتر در نظر گرفته شد. برای بررسی تاثیر نقص بر روی گاف باند فوتونی نیز از لایه هوا به ضخامت 573 نانومتر و ضریب شکست $n_s = 1$ استفاده شده است.



شکل ۱: نمودار شماتیک سیستم چند لایه پلاسمون تام، در این نمودار، ضخامت لایه های فلزی، TiO_2 , SiO_2 و هوا به ترتیب با d_m , d_a , d_b و d_s نشان داده شده است. تعداد دوره های شبکه براگ $N=30$ است.

نتایج شبیه سازی

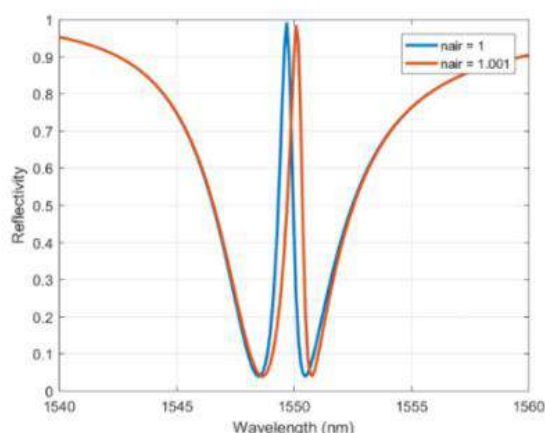
میزان بازتابش حاصل از بلور فوتونی یک بعدی به عنوان تابعی از طول موج در شکل ۲ (نمودار قرمز رنگ خط چین) رسم شده است که دارای محدوده گاف نوری 1350 تا 1750 نانومتر است. بعد از اضافه کردن 30 نانومتر نقره به ساختار بلور فوتونی در داخل نوار گاف طول موج 1549.7 نانومتر شاهد افت شدیدی

در سال های اخیر، با پیشرفت های چشمگیر در حوزه نانوفوتونیک، امکان کنترل نور در مقیاس های بسیار کوچک فراهم شده است. یکی از مفاهیم کلیدی در این حوزه مدهای تام، این مدها از پدیده مد سطحی تام برای امواج الکترونی در ماده چگال که به روی سطح جامد نفوذ می کنند نشأت گرفته است. به موازات این مفهوم، در ساختارهای پلاسمونی نیز پدیده مشابهی تحت عنوان "تام پلاسمون" رخ می دهد. تام پلاسمون ها، به عنوان امواج سطحی در فصل مشترک بلورهای فوتونی و لایه های نازک فلزی، از برهمکنش قوی بین میدان های الکترومغناطیسی و الکترون های آزاد در فلز نشأت می گیرند. در این ساختارها، میدان های الکترومغناطیسی به شدت در ناحیه مرزی بین بلور فوتونی و فلز محصور می شوند که این امر به دلیل ثابت دی الکتریک منفی فلز و وجود گاف نوری در بلور فوتونی است. برخلاف پلاسمون پلاریتون های سطحی معمولی (Spp)، تام پلاسمون ها بردار موجی دارند که درون مخروط نوری قرار می گیرد و در نتیجه، می توان آن ها را بدون نیاز به ابزارهایی مانند توری یا منشور به منظور جفت شدگی فاز تحریک کرد. همچنین، امکان وجود این مدهای سطحی در هر دو نوع قطبش TE و TM، از دیگر مزایای تام پلاسمون ها نسبت به spp ها به شمار می رود [1,2]. از سوی دیگر، پدیده شفافیت القایی، به عنوان روشی برای کنترل جذب نور در محیط های اتمی، به دانشمندان این امکان را می دهد تا خواص نوری مواد را به طور دقیق تنظیم کنند. در این پژوهش، به بررسی خاصیت حسگری با توجه به اثر مشابه شفافیت القایی در یک ساختار پلاسمونی تام پرداخته شده است [3,4]. در یک ساختار پلاسمونی تام در نوار گاف بلور فوتونی (ناحیه ای که بازتابش کامل داریم) بخاطر پلاسمون سطحی روی لایه فلز یک فرو رفتگی ایجاد می شود. حال در حضور یک لایه نقص در ساختار متناوب بلور فوتونی شاهد بروز یک قله نوک تیز در داخل این فرو رفتگی موجود در نوار گاف ساختار هستیم. در واقع به این طریق در یک ناحیه باریک طیفی دوباره بازتابش را به صد در صد می رسانیم که یک نوع پدیده شفافیت القایی در طیف بازتابش ایجاد کرده ایم. در ادامه به معرفی دو نوع ساختار و دلایل و نتایج ایجاد شفافیت القایی در این ساختار پلاسمونی تام می پردازیم. سپس نشان می دهیم قله ی شفافیت القایی نسبت به خود ساختار پلاسمون تام برای ساختار دارای دو لایه ی فلزی عملکرد بهتری در حسگری ضریب شکست دارد.

اما با تغییر بسیار کوچک ضریب شکست لایه نقص از مقدار ۱ به ۱,۰۰۱ تغییر مناسبی در محل نوک قله شفافیت القایی رخ داد

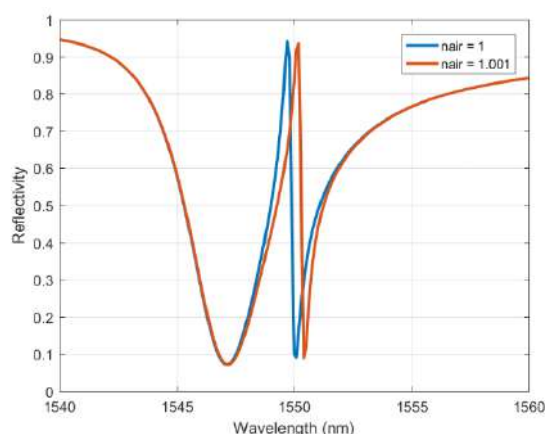
$$S = \frac{\Delta\lambda}{\Delta n}$$

که بعد از محاسبه میزان حساسیت (Δn) ، تغییر طول موج به تغییر ضریب شکست) مقدار ۴۰۰ nm/RIU به دست آمد، به شکل ۴ توجه کنید.



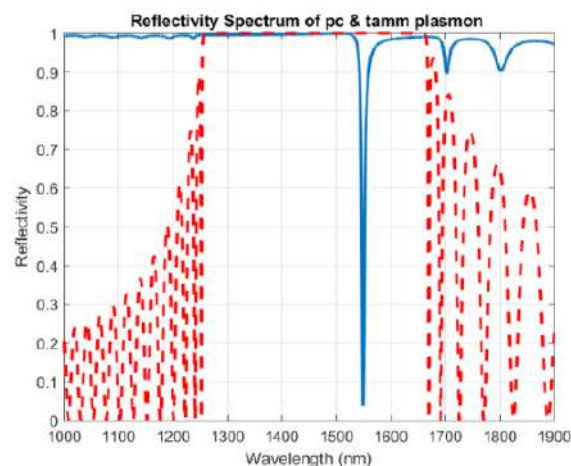
شکل ۴: نمودار بازتاب بر حسب طول موج بلور فوتونی با ۳۰ نانومتر لایه نقره، لایه نقص با ضریب شکست ۱ (رنگ آبی) و لایه نقص با ضریب شکست ۱,۰۰۱ (رنگ قرمز)

با اضافه کردن ۶۰ نانومتر طلا در مجاورت نقره و انجام فرآیند مشابه شاهد افزایش حساسیت به مقدار ۵۰۰ nm/RIU بودیم که میزان قابل توجهی برای استفاده در حسگرهای ضریب شکست است این مطالب را می‌توانید در شکل ۵ مشاهده کنید.



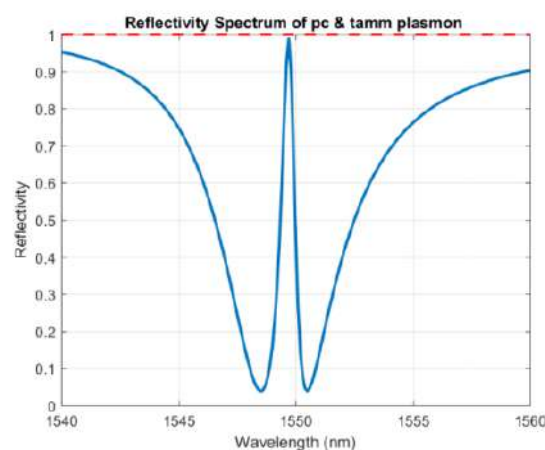
شکل ۵: نمودار بازتاب بر حسب طول موج بلور فوتونی با ۳۰ نانومتر لایه نقره و ۶۰ نانومتر طلا، لایه نقص با ضریب شکست ۱ (رنگ آبی) و لایه نقص با ضریب شکست ۱,۰۰۱ (رنگ قرمز)

در نمودار بازتاب شدیم که نشان‌دهنده تشکیل تام پلاسمون در این طول موج است. (نمودار آبی رنگ شکل ۲)



شکل ۲: نمودار بازتاب بر حسب طول موج گاف نواری حاصل از بلور فوتونی شامل لایه‌های SiO_2 و TiO_2 (رنگ قرمز) تشکیل پلاسمون تام با اضافه شدن لایه نقره (رنگ آبی)

بعد از اضافه کردن لایه نقص در میانه ساختار بلور فوتونی شاهد یک قله تیز و افزایش میزان بازتاب در ناحیه‌ای که فقط فرو رفتگی در نوار گاف در نظر بگیریم ، در طول موج ۱۵۴۹,۷ شدیم که این رفتار مشابه پدیده شفافیت القایی الکترومغناطیسی است (شکل ۳).



شکل ۳: نمودار بازتاب بزرگ شده فقط در ناحیه‌ی فرو رفتگی داخل نوار گاف بر حسب طول موج با اضافه کردن لایه نقص به ضخامت ۵۷۳ نانومتر از جنس هوا در میانه بلور فوتونی

در اینجا می‌خواهیم قله شفافیت القایی را برای حسگری ضریب شکست استفاده کنیم. بدون لایه نقص و شفافیت القایی خاصیت حسگری برای فرو رفتگی پهن ساختار پلاسمون تام مشاهده نشد.

نتیجه گیری

مراجع:

1. Kar, C., Jena, S., Udupa, D. V., & Rao, K. D. (2023). Tamm plasmon polariton in planar structures: A brief overview and applications. *Optics & Laser Technology*, 159, 108928.
2. Kaliteevski, M., Iorsh, I., Brand, S., Abram, R. A., Chamberlain, J. M., Kavokin, A. V., & Shelykh, I. A. (2007). Tamm plasmon-polaritons: Possible electromagnetic states at the interface of a metal and a dielectric Bragg mirror. *Physical Review B—Condensed Matter and Materials Physics*, 76(16), 165415.
3. Du, B., Li, Y., Yang, D., & Lu, H. (2019). High-performance optical sensing based on electromagnetically induced transparency-like effect in Tamm plasmon multilayer structures. *Applied Optics*, 58(17), 4569-4574.
4. Lu, H., Li, Y., Jiao, H., Li, Z., Mao, D., & Zhao, J. (2019). Induced reflection in Tamm plasmon systems. *Optics Express*, 27(4), 5383-5392.
5. Lu, H., Li, Y., Yue, Z., Mao, D., & Zhao, J. (2020). Graphene-tuned EIT-like effect in photonic multilayers for actively controlled light absorption of topological insulators. *Optics Express*, 28(21), 31893-31903.

در این پژوهش، با طراحی ساختاری مبتنی بر بلور فوتونی یک بعدی حاوی لایه نقره و یک لایه نقص با ضریب شکست متفاوت از بقیه لایه ها، موفق به مشاهده پدیده ای مشابه با پدیده شفافیت القایی الکترومغناطیسی معروف (EIT) شدیم. با استفاده از فرورفتگی در طیف بازتابش ناشی از تام پلاسمون ها بدون لایه ی نقص قادر به بررسی تغییرات حسگری نشدیم اما با حضور لایه ی نقص و ایجاد قله ای تیز در میانه ی فرورفتگی تام قادر به اندازه گیری تغییر ضریب شکست با حساسیت بالا شدیم. حساسیت حسگر با لایه نقص و وجود ۳۰ نانومتر نقره به حدود ۴۰۰ نانومتر بر واحد ضریب شکست (nm/RIU) رسید. علاوه بر این، با افزودن یک لایه نازک طلا در مجاورت نقره ، حساسیت حسگر به ۵۰۰ نانومتر بر واحد ضریب شکست (nm/RIU) افزایش یافت که نشان دهنده بهبود قابل توجه عملکرد حسگر نسبت به مطالعات پیشین است. با توجه به حساسیت بالای این نوع حسگرها، می توان از آنها در حوزه های مختلفی مانند تشخیص پزشکی، کنترل کیفیت مواد غذایی و نظارت بر محیط زیست استفاده کرد.

بررسی اثرات تلاطم جوی روی باریکه‌های بسل

جلیل جعفری داشکسن*^{۱و۲}، محمد یگانه^۳، رسول عالی‌پور کوسالار^۱ و رضا آزموده سرودی^{۲و۴}

۱- گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه شهید مدنی آذربایجان، تبریز، ایران

۲- مرکز ملی علوم و فنون لیزر ایران، هشتگرد، ایران

۳- گروه آموزشی فیزیک، دانشگاه فرهنگیان، صندوق پستی ۸۸۹-۱۴۶۶۵، تهران، ایران

۴- دانشکده فیزیک، دانشگاه تربیت مدرس ایران، تهران، ایران

چکیده - یکی از چالش‌های بزرگ در انتشار باریکه‌ها، اثرات تلاطم جوی روی آن‌هاست. می‌خواهیم نشان دهیم که باریکه بسل هنگام انتشار در محیط متلاطم جو اثرپذیری کمتری نسبت به باریکه‌های گاوسی دارد. در این کار تحریبی، از باریکه‌های بسل با مرتبه‌های مختلف برای انتشار در محیط متلاطم استفاده کردیم. تولید این باریکه‌ها با استفاده از تحریرگر فضایی نور انجام گرفت و اثرات تلاطم جوی در محیط آزمایشگاه شبیه‌سازی گردید. نتایج به‌وضوح نشان می‌دهد که اثرات تلاطم جوی روی باریکه‌های بسل کمتر از باریکه‌های گاوسی است.

کلیدواژه- باریکه بسل، اپتیک تکینگی، تلاطم جوی، مخابرات فضای آزاد.

Investigating the effects of Atmospheric Turbulence on Bessel Beams

Jalil Jafari Dashkasan^{1,2*}, Mohammad Yeganeh³, Rasoul Aalipour¹, and Reza Azmoodeh Sorodi^{2,4}

1- Department of Physics, Azarbaijan Shahid Madani University, Tabriz 5375171379, Iran

2- Iranian National Laser Center (INLC), Hashtgerd, Iran,

3- Department of Physics Education, Farhangian University, P.O. Box 14665-889, Tehran, Iran

4- Department of Physics, Faculty of Basic Sciences, Tarbiat Modares University, Tehran, Iran,.

j.jafari1999@gmail.com, m.yeghaneh@cfu.ac.ir, aalipour@azaruniv.ac.ir, reza.azmoodeh.s@gmail.com

Abstract: One of the most important challenges about beam propagation thorough free space is atmospheric turbulence effects. We want to show that Bessel beams are less affected than Gaussian beams when propagating in a turbulent atmosphere. In this experimental work, we used different types of Bessel beams for propagation in a turbulent medium. These beams were generated using a spatial light modulator, and atmospheric turbulence was simulated in a laboratory environment. The results clearly show that the effects of atmospheric turbulence on Bessel beams are less than those of Gaussian beams.

Keywords: atmospheric turbulence, Bessel beam, free-space communications, singular optics.

مقدمه

(۱۰)

$$\langle \hat{x} \rangle = \frac{\sum (x - x_0) I}{\sum I}, \quad \langle \hat{y} \rangle = \frac{\sum (y - y_0) I}{\sum I}$$

در این روابط، I شدت لحظه‌ای باریکه است که در موقعیت (x, y) اندازه‌گیری می‌شود. (x_0, y_0) موقعیت مرکز باریکه کانونی شده بدون تلاطم است. برای واریانس تغییرات شیب جبهه موج وقتی $L_0 = \infty$ (مقیاس بیرونی تلاطم) و $l_0 = 0$ (مقیاس درونی تلاطم) باشد، داریم [۴]:

$$\sigma_{AOA}^2 [x, y] = 2.8375 C_n^2 \delta h D^{-1/3} \\ = 0.1698 \left(\frac{\lambda}{D} \right)^2 \left(\frac{D}{r_0} \right)^{5/3} \quad (11)$$

در روابط فوق، D قطر باریکه است. شاخص سوسوزدن نیز به صورت زیر به دست می‌آید:

$$\sigma_I^2 = \frac{\langle I^2(x, y) \rangle}{\langle I(x, y) \rangle^2} - 1 \quad (12)$$

در رابطه فوق، I شدت لحظه‌ای، $\langle I(x, y) \rangle$ شدت متوسط و $\langle I^2(x, y) \rangle$ شدت تابع همبسته از باریکه در صفحه آشکارساز است [۵].

یکی از راههای مقابله با اثرات تلاطم جوی، استفاده از باریکه‌هایی است که اثرپذیری کمتری از تلاطم جو داشته باشند. باریکه‌های گردابی، مثل باریکه‌های بسل هنگام انتشار در جو متلاطم، اثرپذیری کمتری نسبت به باریکه‌های گاوسی دارند [۶ و ۷]. باریکه‌های بسل در موقع انتشار، پراکنده و واگرا نمی‌شوند و خاصیت خودترمیمی دارند [۸ و ۹]. باریکه‌های بسل نمایه‌ای با تقارن استوانه‌ای دارند که قله مرکزی آن توسط حلقه‌های هم مرکز احاطه شده‌اند. حلقه‌های بیرونی باریکه‌های بسل در حین انتشار، به سمت داخل پراکنده می‌شوند و انرژی مرکز آن را تأمین می‌کنند و شدت روی محور را ثابت نگه می‌دارند. تابع بسل به صورت کلی زیر تعریف می‌شود:

در مخابرات نوری فضای آزاد، تصویربرداری اجرام آسمانی، لیدار نوری و انتشار لیزر پرتوان در جو با مسأله اثرات تلاطم جوی روی انتشار باریکه‌های نوری مواجه هستیم. این اثرات باعث به هم خوردن شکل نمایه باریکه شده و بر کیفیت کانونی شدن باریکه تأثیر می‌گذارد. همچنین تلاطم می‌تواند باعث به هم ریختگی اطلاعاتی شود که بر روی آن سوار شده است [۱ و ۲]. برای برطرف کردن اعوجاج‌های ایجاد شده روی جبهه موج، معمولاً از اپتیک تطبیقی بهره گرفته می‌شود. این روش راه‌کاری برای بهبود کارایی سیستم‌های نوری یا کاهش اثر اعوجاج جبهه موج ارائه می‌دهد [۳]. با این حال این روش به سیستم‌های کنترل اپتیکی و الکترونیکی بسیار پیچیده و دقیق نیاز دارد و بسیار هزینه‌بر است.

اگر ضریب شکست هوا N باشد، تغییرات ضریب شکست در اثر آشفتگی از رابطه $n = N - \langle N \rangle$ به دست می‌آید. تابع ساختار فاز از رابطه زیر به دست می‌آید:

(۸)

$$D_\phi(r) \equiv \langle [\phi(0) - \phi(r)]^2 \rangle \approx 6.88 \left(\frac{r}{r_0} \right)^{5/3}$$

در رابطه فوق، r_0 پارامتر فرید است که نشان‌دهنده بزرگی آشوبناکی جو است. پارامتر فرید را همدوسی عرضی جو نیز می‌نامند. پارامتر فرید از رابطه زیر به دست می‌آید [۴]:

$$r_0^{-5/3} = 0.4234 \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \int_0^\infty C_n^2(h) dh \quad (9)$$

C_n^2 ثابت ساختار ضریب شکست است و قدرت تلاطم را نشان می‌دهد. پارامتر فرید و قدرت تلاطم را می‌توان با اندازه‌گیری انحراف باریکه یا شاخص سوسوزدن باریکه پس از انتشار در جو متلاطم به دست آورد. برای باریکه انتشاری در راستای z داریم:

(۱۳)

می شود. از روی جابه جایی مرکز نقطه کانونی شده باریکه می توان
شیب باریکه ورودی را در دو راستا به دست آورد و از روی آن،
واریانس تغییرات و در نهایت پارامتر r_0 و C_n^2 را محاسبه نمود.

برای تولید باریکه های بسل با مرتبه های مختلف از یک LCD (EPSON EX7210 projector) با رزولوشن 1280×800 به عنوان تحریرگر فضایی استفاده شد. کد ایجاد الگوی تمام نگار در محیط متلب نوشته شد. از باریکه لیزر He-Ne پس از پالایش فضایی و موازی کردن با قطر ۵ میلی متر با نمایه گاوسی به عنوان منبع نور استفاده گردید. پراش مرتبه اول از تابش این لیزر روی تحریرگر فضایی باریکه بسل مورد نظر را ایجاد می کرد. برای شبیه سازی تلاطم جوی در آزمایشگاه از یک محفظه هوا-گرم مولد تلاطم با ابعاد $200 \times 400 \times 600$ که بر اساس ترکیب هوای گرم و سرد کار می کند استفاده شد. این محفظه شبیه سازی شده از نظریه آشپاشی کولموگوروف پیروی می کند [۱۰].

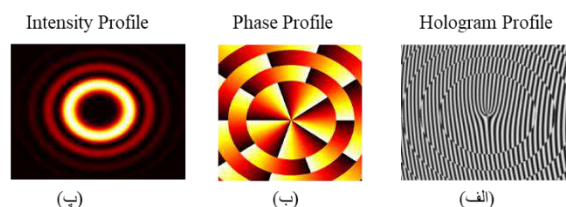
به منظور بررسی اثرات تلاطم جوی، از چیدمان شکل ۲ استفاده شد. باریکه های بسل تولید شده از داخل محفظه شبیه ساز تلاطم جوی عبور داده شد. پس از عبور نور از این محیط، باریکه توسط یک دوربین (acA1300-60gmNIR Basler) با نرخ تصویربرداری ۲۵۰ فریم بر ثانیه با استفاده از عدسی تصویرساز، ثبت گردید. در این سرعت، می توان محیط تلاطمی را فریز شده فرض کرد. از تحلیل فیلم های ثبت شده، اثرات تلاطم جوی روی باریکه های بسل بررسی شد.

نتایج

شکل ۳ طرح تمام نگار مولد و تصویر باریکه های بسل تولید شده در مرتبه های صفر و ۵ را نشان می دهد. نتایج به دست آمده برای ضریب سوسوزدن با پارامترهای تلاطمی $C_n^2 = 7 \times 10^{-11} m^{-2/3}$ و $r_0 = 4 \text{ mm}$ که در آزمایشگاه شبیه سازی شده، برای باریکه گاوسی و مرتبه های مختلف بسل در جدول ۱ درج شده است. همانطور که ملاحظه می شود، اثرات سوسوزدن برای باریکه گاوسی بیشتر از باریکه های بسل است. همچنین برای باریکه های بسل با مراتب بالاتر، با افزایش مرتبه آن، اثرات سوسوزدن افزایش می یابد.

$$U(r, \theta) = A J_l(k_r r) \exp\left(\frac{-r^2}{\omega_0^2}\right) \exp(il\theta),$$

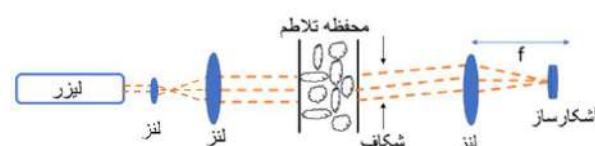
که پارامتر $l = 0, 1, 2, \dots$ مرتبه تابع بسل است. باریکه های بسل الگوهای متقارن نسبت به محور خود دارند. برای مرتبه صفر، باریکه از حلقه های متحدالمرکزی تشکیل شده است که نقطه مرکز مشترک آنها روشن است. برای مراتب بالاتر، جمله نمای وابسته به زاویه سمتی باعث می شود که الگوی فاز دارای تکینگی شود و همواره مرکز باریکه تاریک باشد [۹]. برای تولید باریکه بسل، لازم است که الگوی تمام نگار (هولوگرام) از فاز بسل را ایجاد کنیم. برای این کار از تداخل فاز تابع بسل با یک موج تخت (یا کروی) که با این باریکه زاویه کمی دارد، الگوی تمام نگار آن را ایجاد می کنیم و به دستگاه تحریرگر فضایی نور (SLM) تعریف می کنیم. در پراش از این الگو، فاز بسل تولید خواهد شد. د در شکل ۱ یک نمونه (مرتبه ۵) از توزیع شدت، فاز و الگوی تمام نگار مولد آن رسم شده است.



شکل ۱: (الف) طرح تمام نگار، (ب) توزیع فاز و (ج) طرح شدت از باریکه بسل مرتبه پنجم.

کارهای تجربی

برای اندازه گیری انحراف باریکه، چیدمانی مطابق شکل ۲ آماده شد.



شکل ۲: شماتیکی از چیدمان اندازه گیری شیب جابجایی جبهه موج در عبور از محیط متلاطم

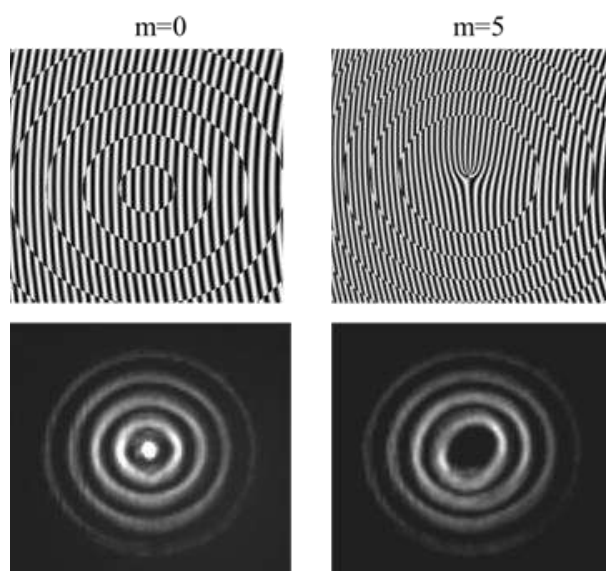
باریکه لیزر پس از عبور از محفظه تلاطم، با استفاده از یک لنز روی یک دوربین که در فاصله کانونی آن قرار می گیرد، هدایت

سپاسگزاری

از آقایان سجاد شهبابی نژاد و محمد جعفری بخاطر کمک در انجام این پروژه تشکر می‌نمایم.

مرجع‌ها

1. Feizulin, Z. I., and Yu A. Kravtsov. "Broadening of a laser beam in a turbulent medium." Radiophysics and Quantum Electronics 10.1 (1967): 33-35.
2. Wang, Fei, Xianlong Liu, and Yangjian Cai. "Propagation of partially coherent beam in turbulent atmosphere: a review (invited review)." Progress In Electromagnetics Research 150 (2015): 123-143.
3. Keskin, Onur, Laurent Jolissaint, and Colin Bradley. "Hot-air optical turbulence generator for the testing of adaptive optics systems: principles and characterization." Applied optics 45.20 (2006): 4888-4897.
4. Dixit, Awakash, et al. "Characterization of atmosphere-like turbulence for the performance evaluation of adaptive optics system." Proc. international conference on optics and photonics, University of Calcutta, Kolkata, India. 2015.Ssss
5. Kaushal, Hemani, et al. "Experimental study on beam wander under varying atmospheric turbulence conditions." IEEE Photonics Technology Letters 23.22 (2011): 1691-1693.
6. Moll, Florian. Conception and development of an adaptive optics testbed for free-space optical communication. Diss. Technische Universität München, 2009.
7. Nelson, W., et al. "Propagation of Bessel and Airy beams through atmospheric turbulence." JOSA A 31.3 (2014): 603-609.
8. Birch, Philip, et al. "Long-distance Bessel beam propagation through Kolmogorov turbulence." JOSA A 32.11 (2015): 2066-2073
9. Khonina, Svetlana Nikolaevna, et al. "Bessel beam: Significance and applications—A progressive review." Micromachines 11.11 (2020): 997.
10. Lekshmi, S. R., and C. S. Narayanamurthy. "The resilience of zero order Bessel–Gaussian Beams to the impact of dynamic Kolmogorov type of turbulence." Optics Communications 532 (2023): 129243.



شکل ۳: نمایش طرح‌های تمام‌نگاری (بالا) مولد باریکه‌های بسل مرتبه صفر و ۵ و نمایش توزیع شدت تولید شده از آنها (پایین).

جدول ۱: ضرایب سوسوزدن (σ_I^2) برای باریکه‌های گاوسی و بسل با عبور از محفظه تلاطم جوی

نوع باریکه	σ_I^2	نوع باریکه	σ_I^2
گاوسی	0.200	بسل مرتبه ۳	0.071
بسل مرتبه صفر	0.18	بسل مرتبه ۶	0.101
بسل مرتبه ۱	0.058	بسل مرتبه ۱۰	0.169

نتیجه‌گیری

در این کار، ابتدا باریکه‌های بسل با مرتبه‌های مختلف با استفاده از تحریرگر فضایی نور تولید شد. سپس باریکه‌های تولید شده از داخل یک محفظه تلاطم جوی شبیه‌سازی شده در آزمایشگاه عبور داده شد. نتایج نشان می‌دهد که باریکه‌های بسل نسبت به باریکه‌های گاوسی اثرپذیری کمتری از تلاطم جوی دارند. همچنین برای باریکه‌های بسل با مرتبه‌های بالاتر، با افزایش مرتبه بسل اثرپذیری از تلاطم جوی افزایش می‌یابد.

بررسی اثر گرادیان دما در تلاطم همرفتی زیر آب بر افت و خیز زاویه فرود نور عبوری از آن با استفاده از انحراف سنج مارهای دو کاناله

ابراهیم محمدی رازی^۱، محسن دشتی^۲، مسعود مهاجرسلطانی^۱

^۱ گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه بجنورد، بجنورد، ایران

^۲ دانشکده علوم پایه، دانشگاه آزاد واحد زنجان، زنجان، ایران

چکیده - در این مقاله با بررسی افت و خیز زاویه فرود نور عبوری از محیط متلاطم زیر آب به روش انحراف سنج مارهای دو کاناله، تلاطم سیال مورد بررسی قرار می گیرد. بر این اساس باریکه نور تخت تکفام با طول موج ۵۳۲ نانومتر و قطر ۳۳ میلی متر بصورت افقی، وارد محیط آبی می شود. فضای محدود مابین دو صفحه موازی افقی را مخزن پر از آب با ابعاد $30 \times 20 \times 20$ سانتی متر تشکیل می دهد. گرادیان دما در محیط آبی، مولدی برای ایجاد تلاطم اپتیکی است. گرادیان دمای پایا بین دو صفحه در بازه $0-16$ درجه سانتیگراد بصورت پلکانی اعمال می شود. با استفاده از انحراف سنج مارهای دو کاناله، زاویه فرود نور در دو راستای عمود بر جهت انتشار باریکه، اندازه گیری شده و افت و خیزهای آن در دو راستا در نقاط مختلف سطح مقطع باریکه تعیین می شود. نتایج نشان می دهد در گرادیان دمایی کم که شار انرژی غالب از نوع هدایت حرارتی است، محیط همگن و همسانگرد می ماند. بتدریج با افزایش گرادیان دما، واریانس افت و خیز زاویه فرود نور در دو راستا افزایش یافته و از میزان همگنی و همسانگردی محیط کاسته می شود که معرف غالب بودن انتقال حرارت جابجایی آزاد در اثر ایجاد جریان لایه ای و متلاطم بر هدایت حرارتی است.

کلیدواژه- انتقال حرارت جابجایی آزاد، انحراف سنج مارهای، افت و خیز زاویه فرود، تلاطم زیر آب.

Investigating the effect of temperature gradient in underwater convective turbulence on angle of arrival fluctuations of light beam propagating through it using two-channel moiré deflectometer

Ebrahim MohammadiRazi¹, Mohsen Dashti², Masoud Mohajersoltani¹

¹ Faculty of physics, Department of Basic Sciences, university of Bojnord, Bojnord, Iran

² Department of Physics, Zanjan Branch, Islamic Azad university, Zanjan, Iran

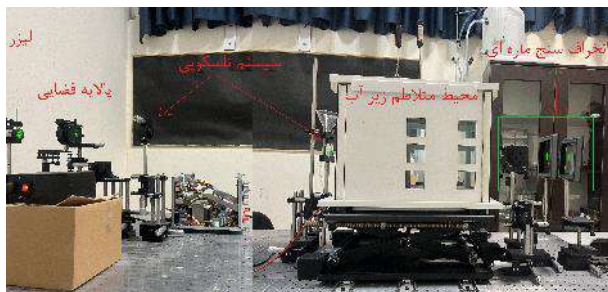
e.mohammadi@ub.ac.ir, dashti_mohsen@yahoo.com, masoud.m1350@gmail.com

Abstract- In this paper, the fluctuation of the angle of the arrival of light beam propagating through an underwater turbulent medium is investigated using two-channel moiré deflectometer. Accordingly, A monochromatic plane wave laser beam with a wavelength of 532 nm and a diameter of 33 mm is propagates horizontally through underwater turbulent medium. The limited space between two horizontal parallel plates is filled with water and has dimensions of $30 \times 20 \times 20$ cm³. The temperature gradient in the water environment serves as a generator for optical turbulence. In experiments, the temperature gradient varied in range of 0-16 oC. Using two-channel moiré deflectometer, the angle of arrival of light beam at various points across the beam's cross-section are measured at two directions perpendicular to propagation direction. The results indicate that at low temperature gradients, where the dominant energy flux is conductive heat transfer, the medium remains homogeneous and isotropic. As the temperature gradient increases, the variance in the fluctuations of the angle of arrival in both directions rises, resulting in a decrease in the homogeneity and isotropy of the medium, which signifies the predominance of convective heat transfer due to the establishment of laminar and turbulent flow over conductive heat transfer.

Keywords: Free convection heat transfer, Moiré deflectometer, Angle of the arrival fluctuation, underwater turbulence.

مقدمه

جنس آلومینوم بوده و دمای آن با استفاده از المنتهای حرارتی و بوسیله جریان و ولتاژ اعمالی به المنتها قابل کنترل می باشد. صفحه بالایی مخزن نیز از جنس آلومینوم اختیار شده که به یک سیستم خنک کننده آبی متصل است. بخش بالایی صفحه آلومینومی در تماس با آب خنک کننده پیوسته در دمای ثابت کنترل می شود. با کنترل دمای صفحه زیرین و بالایی مخزن یک گرادیان دمای عمودی پایا بین دو صفحه آلومینومی موازی (صفحات گرم و سرد) با دقت 0.1°C درجه برقرار خواهد شد. تمامی جداره های مخزن با مواد عایق پوشانده شده تا از تبادل گرما با محیط بیرون جلوگیری شود.



شکل ۱: چیدمان آزمایش تلاطم زیر آب

نور لیزر پس از عبور از محیط تلاطم توسط باریکه شکن به دو قسمت با شدت یکسان تقسیم شده و هر قسمت وارد یک کانال جداگانه می شود. در هر کانال یک انحراف سنج ماره ای متشکل از دو توری به فاصله تالپوت از هم قرار دارند. با قرار دادن توری دوم در مکان خود تصویر توری اول طرح ماره در هر کانال تشکیل می شود. راستای خطوط توری در هر کانال به گونه ایست که در یکی طرح ماره افقی و در دیگری طرح ماره عمودی تشکیل خواهد شد. با استفاده از یک عدسی تصویر ساز مناسب نقش فریز ماره بر روی صفحه حساس دوربین CCD تصویر شده و توسط آن به رایانه منتقل می شود تا مورد تحلیل قرار گیرد. گام توری های مورد استفاده در این انحراف سنج 0.1 میلی متر و فاصله تالپوت 67 میلی متر است. برای بررسی تاثیر گرادیان دما بر آمار افت و خیز زاویه فرود نور، گرادیان دمای بین صفحات گرم و سرد در بازه 0 تا 16°C درجه سانتیگراد با تغییرات پلکانی 1°C درجه تنظیم می شود. فاصله مرکز پرتو لیزر از صفحات گرم و سرد و دیواره های کناری مخزن 10 سانتی متر است. تعداد تصاویر در هر گرادیان دما 2000 تصویر بوده که سرعت داده برداری توسط دوربین CCD 50 تصویر در ثانیه و زمان نوردهی 0.3 میلی ثانیه تنظیم شده است.

امروزه مطالعه انتشار پرتوهای نوری در محیط های آرام و متلاطم با توجه به مزیت های بسیار زیاد آن در حوزه هایی نظیر مخابرات اپتیکی فضای آزاد برای لینک های زمینی، فضایی و زیر آبی مورد توجه محققان قرار گرفته است. در حالت کلی مطالعات در زمینه تاثیرات محیط متلاطم بر پرتوهای نوری به دو دسته جبهه و دامنه موج انتشار تقسیم بندی می شود. با وجود چند دهه پژوهش در این زمینه، هنوز بسیاری از جنبه های انتشار باریکه های لیزری در محیط متلاطم زیر آب ناشناخته مانده است. شدت (دامنه) و جبهه موج نور هنگام انتشار در محیط زیر آب، تحت تاثیر ویژگی ها و اجزای تشکیل دهنده آن نظیر مولکول های آلی و معدنی محلول در آب و نیز تغییرات دمایی است. این عوامل باعث تغییرات تصادفی در ضریب شکست نور می شوند که به آن تلاطم اپتیکی می گویند. در اکثر مطالعات انجام شده از افت و خیزهای شوری در مقابل افت و خیزهای دمایی صرف نظر شده است [۱]. یکی از محیط هایی که تلاطم زیر آب را به خوبی شبیه سازی می کند، محیط تلاطمی همرفتی رایلی بنارد می باشد. در این حالت، محیط از پایین با یک سطح گرم و از بالا با یک سطح سرد در تماس است به نحوی که یک گرادیان دمای عمودی پایا در محیط برقرار می شود. حرکت های همرفتی در محیط، عامل ایجاد تلاطم اپتیکی بوده که بر نور عبوری از آن تاثیر می گذارد. در این مقاله با ایجاد گرادیان های دمایی مختلف به بررسی تاثیرات آن بر آمار افت و خیزهای زاویه فرود نور در حین انتشار پرداخته می شود. با تحلیل رفتار آماری می توان توزیع جریان سیالی را آشکارسازی نمود. جهت آشنایی با روش تحقیق، ابتدا چیدمان آزمایش مورد استفاده، توضیح داده می شود. در ادامه تئوری اندازه گیری زاویه فرود با استفاده از انحراف سنج ماره ای بیان خواهد شد. سرانجام با ارائه نتایج به تحلیل داده ها می پردازیم.

چیدمان آزمایش

شکل ۱ چیدمان آزمایش برپا شده در آزمایشگاه اپتیک و اندازه گیری دقیق دانشگاه بجنورد را نشان می دهد. نور لیزر با طول موج 532 نانومتر پس از عبور از پالایه فضایی با استفاده از یک سیستم تلسکوپی موازی و با قطر 33 میلی متر وارد محیط متلاطم زیر آب می شود. محیط متلاطم زیر آب از یک مخزن آب با ابعاد $20 \times 20 \times 30$ سانتی متر تشکیل شده است. صفحه زیرین مخزن از

$$[\alpha_x, \alpha_y] = \frac{d}{z_k} \left[\frac{\Delta y_m}{d_m}, \frac{\Delta x_m}{d'_m} \right]$$

که $\Delta x_m, \Delta y_m, d, z_k, d_m, d'_m$ به ترتیب گام فریز ماره در کانال اول، گام فریز ماره در کانال دوم، فاصله تالوت، گام توری، مولفه‌ی جابجایی فریز ماره در راستای x و مولفه جابجایی فریز ماره در راستای y است.

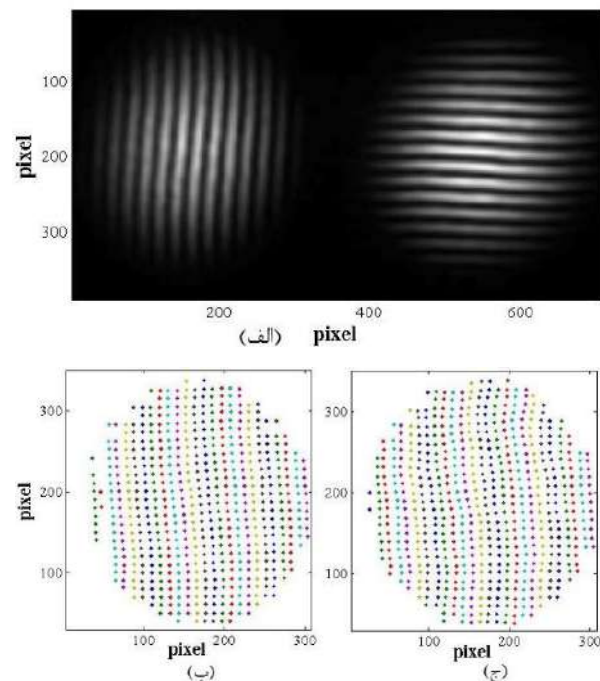
برای بررسی تاثیر گرادیان دما بر افت و خیز زاویه فرود نور، در هر گرادیان دمایی، واریانس افت و خیز مولفه‌های مختلف زاویه فرود نور در دو راستا و در محل نقاط تقاطع محاسبه می‌شود.

نتایج

همانگونه که در بخش چیدمان آزمایش بیان شد برای مطالعه اثر گرادیان دما بر افت و خیز زاویه فرود نور دمای صفحه سرد ثابت بوده و دمای صفحه گرم تغییر می‌کند. گرادیان دما با گام‌های یک درجه سانتیگراد و نوسانات کمتر از ۰٫۱ درجه سانتیگراد تنظیم می‌شود. آزمایش در هر دما شامل ۲۰۰۰ تصویر است که در نهایت واریانس افت و خیزهای زاویه فرود در محل تقاطع محاسبه می‌شود. شکل ۳ واریانس افت و خیز زاویه فرود نور را در دو راستا و در محل نقاط تقاطع رد فریزها نشان می‌دهد. همانگونه که از شکل پیداست با افزایش گرادیان دما واریانس افت و خیزها زاویه فرود نور در هر دو راستا افزایش می‌یابد. از سوی دیگر با بررسی واریانس افت و خیز زاویه فرود در تمام سطح مقطع باریکه مشاهده می‌شود که محیط همرفت در محل باریکه (فاصله ۱۰ سانتیمتری از منبع گرم و سرد و از دیواره‌های جانبی مخزن آب) در گرادیان دمایی کم، همگن می‌باشد. با افزایش گرادیان دما میزان همگنی کاهش می‌یابد. همچنین از مقایسه واریانس زاویه فرود نور در دو راستا مشاهده می‌شود محیط متلاطم در محل باریکه نور در گرادیان دمایی کم رفتاری همسانگرد را از خود به نمایش می‌گذارد. میزان همسانگردی نیز با افزایش گرادیان دما،

انحراف سنج ماره‌ای و مبانی نظری محاسبه زاویه فرود نور

نحوه محاسبه مولفه‌های زاویه فرود نور به تفصیل در مرجع [۲] بیان شده است. به طور خلاصه پس از ثبت طرح ماره توسط دوربین CCD برای هر کانال انحراف سنج، رد فریز روشن و تاریک اندازه‌گیری می‌شود. نقاط واقع بر فریزهای افقی تناظر یک به یکی با نقاط واقع بر روی فریزهای قائم دارند. با برهمه‌نی طرح ماره‌ی افقی و قائم محل تقاطع ردها، آرایه‌ای از نقاط خواهند بود. با رسم این نقاط برای طرح ماره ثبت شده از نمونه و مرجع (گرادیان دمایی صفر) مشاهده می‌شود که نقاط تقاطع نمونه نسبت به حالت مرجع در دو راستای x و y جابجا شده‌اند. علت این جابجایی تاثیر محیط با جریان لایه‌ای و یا متلاطم است. در شکل ۲ (الف) فریز ماره افقی و عمودی مرجع و (ب) رد فریز ماره مرجع و (ج) رد فریز ماره نمونه برای حالتی که گرادیان دمایی ۱۶ درجه سانتیگراد بین صفحات گرم و سرد برقرار می‌باشد نشان داده شده است.



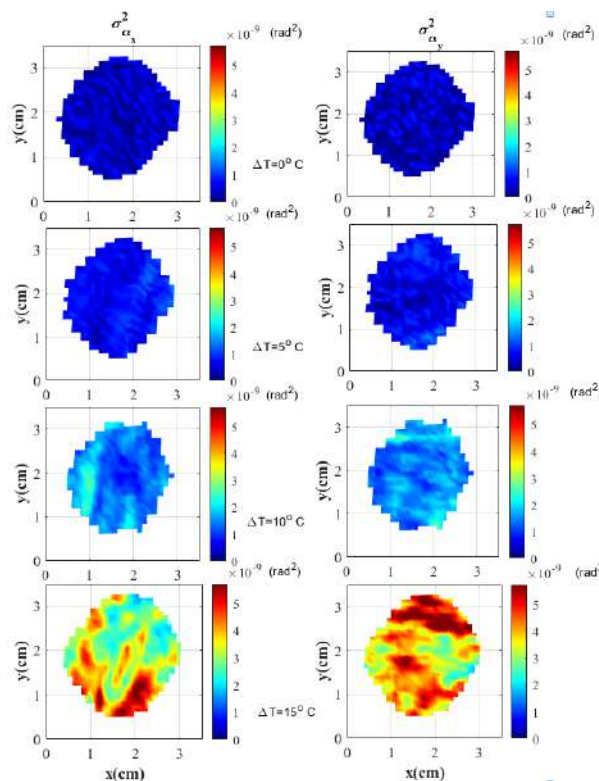
شکل ۲: (الف) الگوی ماره عمودی و افقی ثبت شده (نمونه ب) محل تقاطع رد فریز

مولفه زاویه فرود نور در راستاهای x و y را می‌توان از رابطه زیر محاسبه نمود:

از انحراف سنج مارهای دوکاناله بررسی شد. گرادیان محیط آبی با استفاده از تنظیم دمای صفحات زیرین و بالایی مخزن در بازه ۰-۱۶ درجه سانتیگراد با پله ۱ درجه نوسانات کمتر از ۰,۱ درجه تنظیم شد. نتایج نشان دادند که واریانس افت و خیز زاویه فرود نور در دو راستا با افزایش گرادیان دمای عمودی به تدریج افزایش می‌یابد. در گرادیان دمایی کم که شار انرژی غالب از نوع هدایت حرارتی است، محیط بطور نسبی همگن و همسانگرد می‌ماند. بتدریج با افزایش گرادیان دما، واریانس افت و خیز زاویه فرود نور در دو راستا افزایش یافته و از میزان همگنی و همسانگردی محیط کاسته می‌شود. در این حالت انتقال حرارت جابجایی آزاد در اثر ایجاد جریان لایه‌ای و سپس متلاطم بر هدایت حرارتی غالب است.

مرجع‌ها

1. V. Kanaev, W. Hou, S. R. Restaino, S. Matt, S. Gladysz, "Correction methods for under water turbulence degraded imaging", Proc. SPIE 9242, Remote Sensing of Clouds and the Atmosphere XIX, Vol. 9442, pp9442p1-9442p9, 2014.
2. 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.



شکل ۳: واریانس افت و خیز زاویه فرود نور در دو راستای x و y برای گرادیان دماهای مختلف.

نتیجه‌گیری

در این پژوهش تاثیر گرادیان دمای مختلف بر آمار افت و خیز زاویه فرود نور در انتشار باریکه لیزر از محیط سیال آبی با استفاده

تولید باریکه‌های گردابی بسل با هولوگرام‌های فازی

علی محمد خزایی^۱

^۱ دانشگاه لرستان، دانشکده‌ی علوم پایه، خرم‌آباد، ایران،

چکیده - در این مقاله، هدف ما توصیف نتایج تجربی و نظری ما است. پرتوهای بسل مرتبه بالا به طور گسترده در پردازش لیزر و اندازه‌گیری دقیق استفاده می‌شوند. برای دستیابی به پرتوهای بسل مرتبه بالا، از یک مدولاتور نور فضایی برای بارگذاری هولوگرام فاز مرتبه بالا به جای استفاده از یک صفحه فاز مارپیچی فیزیکی یا اکسیکون استفاده می‌شود. مدولاسیون پرتو به صورت تجربی انجام می‌شود. علاوه بر این، این روش انعطاف‌پذیری را ارائه می‌دهد و خطاهای ساخت را کاهش می‌دهد. این روش یک رویکرد موثر برای تولید پرتوهای بسل مرتبه بالا است.

کلیدواژه- پراش، باریکه بسل، هولوگرام فازی و اکسیکون.

Generation of Bessel vortex beams with phase holograms

Ali Mohammad Khazaei¹

¹-Department Physics, Faculty of Basic Science, University of Lorestan, Khorramabad, Iran

khazaei.am@lu.ac.ir

Abstract- In this paper, we aim to describe our experimental and theoretical results. High-order Bessel beams are widely utilized in laser processing and precision measurement. To realize high-order Bessel beams, a spatial light modulator is employed to load the high-order phase hologram instead of using a physical spiral phase plate or axicon. The beam modulation is conducted experimentally. Additionally, this method offers flexibility and reduces manufacturing errors. It serves as an effective approach for generating high-order Bessel beams.

Keywords: Diffraction, Bessel beam, phase hologram and axicon.

مقدمه



شکل ۱: توری هولوگرام فازی با پارامتر طول مشخصه $r_0 = 1$ سمت چپ $l = 2$ و سمت راست $l = 5$.

دامنه مختلط میدان نور فرودی یک پرتو گوسی که شعاع کمر باریکه آن W_0 است را می توان در $z = z_0$ نشان داد:

$$U_G(r, z) = \left(\frac{W_0}{W(z)} \right) \exp\left(\frac{-r^2}{W^2(z)} \right) \exp\left[i \left(k z + \frac{k r^2}{2 R(z)} - \zeta(z) \right) \right] \quad (2)$$

که

$$W(z) = W_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_0} \right)^2}, \quad z_0 = \frac{\pi W_0^2}{\lambda}$$

$$\zeta(z) = \tan^{-1} \left(\frac{z}{z_0} \right), \quad R(z) = z \left[1 + \left(\frac{z_0}{z} \right)^2 \right] \quad (3)$$

که $W(z)$ شعاع باریکه، $R(z)$ شعاع انحنای جبهه موج، $\zeta(z)$ جابجایی گوی فاز و z_0 حد رایلی نامیده می شوند. در فواصل $z \gg z_0$ دامنه مختلط میدان نور فرودی یک باریکه گاوسی به فرم زیر در می آید:

$$U_G(r, z=0) = \exp\left(-\frac{r^2}{\omega_0^2} \right). \quad (4)$$

فرض می شود $U_G(r, z=0)$ ، $T(r, \varphi)$ و $U(\rho, \theta, z)$ به ترتیب تابع عبور توری فازی منطقه ای فرنل با اصلاح شعاعی در $z=0$ ، دامنه مختلط میدان نور فرودی یک باریکه گاوسی در $z=0$ و دامنه مختلط میدان نوری در $z=z$ باشند، با استفاده از انتگرال فرنل - کیرشف دامنه مختلط میدان نور پراشیده شده در دستگاه مختصات قطبی در فاصله z برابر است با:

باریکه ی بسل مرتبه بالا نوعی باریکه ی گردابی است. آرایه موج جبهه آن مارپیچی است و شدت نور در مرکز آن صفر است [۱]. این ویژگی های منحصر به فرد باعث شده است که باریکه های بسل مرتبه بالا به طور گسترده ای در پردازش لیزری، اندازه گیری دقیق، کدگذاری و انتقال اطلاعات، دستکاری میکروذرات و انبرک های نوری مورد استفاده قرار گیرند [۲-۴]. روش های رایج برای تحقق باریکه های بسل مرتبه بالا به دو دسته فعال و غیرفعال تقسیم می شوند [۵]. حالت فعال به تولید مستقیم باریکه های بسل-گاوس مرتبه بالا از لیزر از طریق یک رزوناتور با ساختار خاص اشاره دارد [۶]، در حالی که حالت غیرفعال به تبدیل سایر باریکه ها به باریکه های بسل-گاوس مرتبه بالا می پردازد [۷].

این مقاله بر روی روش تحقق باریکه های بسل مرتبه بالا تمرکز دارد. ابتدا به طور نظری توزیع میدان نوری را از مدولاسیون باریکه را بررسی می نماییم. سپس با یک چیدمان آزمایشگاهی باریکه های بسل متنوعی تولید می کنیم.

روش تهیه مقاله

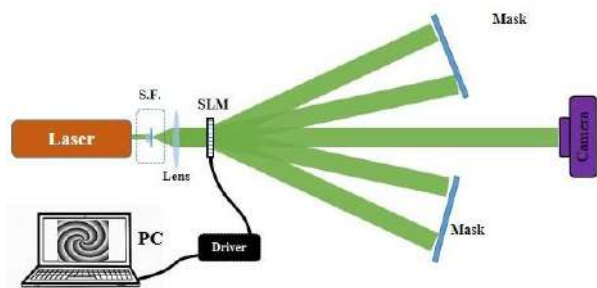
با ترکیب فاز باریکه گردابی که بصورت $e^{il\varphi}$ (شکل (۱) الف) با فاز اکیسیون $e^{ik_r r}$ (شکل (۱) ب) تابع عبور یک توری هولوگرام فازی را می توان به صورت زیر معرفی می کنیم:

$$T(r, \varphi) = e^{i(l\varphi - k_r r)} \quad (1)$$

که r ، φ و l به ترتیب مختصه شعاعی، مختصه سمتی و بار توپولوژیکی باریکه گردابی می باشند و همچنین پارامتر k_r به-

صورت $k_r = \frac{2\pi}{r_0}$ تعریف می شود، که r_0 طول مشخصه است. شکل ۱ نمونه ای از این توری هولوگرام فازی را نشان می دهد.

با ابعاد میکرونی می‌باشد عبور می‌کند. با وجود روزنه دایروی باریکه خروجی یک باریکه گاوسی است. سپس با یک عدسی دیگر که فاصله کانونی و قطر بزرگی دارد آن را در فاصله کانونی خودش قرار می‌دهیم تا باریکه گاوسی که قطر آن در حین انتشار تقریباً ثابت بماند منتشر می‌شود. انتخاب فاصله کانونی عدسی دوم بستگی با قطر باریکه گاوسی مورد نیاز است. الگوی تورهای را با تعداد پره‌های مختلف با استفاده از نرم افزار MATLAB رسم می‌کنیم. با مدوله کردن این الگوها به یک مدولاتور فضایی نور (SLM) توری‌های فازی تهیه می‌شوند. ما از یک معمولی استخراج شده از ویدئو پروژکتور (ال سی دی پروژکتور KM3، مدل شماره X50) استفاده کردیم. باریکه لیزری Nd:YAG دیودی پمپ شده که دارای نمایه گاوسی است به SLM که نمایه فاز مورد نظر بر روی آن اعمال می‌شود برخورد می‌کند. در فواصل مختلف از SLM، الگوی پراش را توسط دوربین (Nikon D7200) ثبت کردیم.



شکل ۲: چیدمان آزمایش بررسی تجربی پراش باریکه‌ی گاوسی از توری هولوگرام فازی.

شکل (۳) نتایج ثبت شده‌ی الگوی پراش از توری هولوگرام فازی با $l = 2$ ، $l = 3$ ، $l = 4$ و $l = 5$ در فاصله‌های $z = 140 \text{ cm}$ و $z = 380 \text{ cm}$ از توری را مطابق چیدمان فوق نشان می‌دهد.

$$U(\rho, \theta, Z) = h_0 e^{i\alpha\rho^2} \int_0^\infty \int_0^{2\pi} U_G(r, z=0) T(r, \varphi) e^{i\alpha r^2} \times e^{-2i\alpha\rho r \cos(\varphi-\theta)} r dr d\varphi \quad (5)$$

که ρ مختصه شعاعی، θ زاویه سمتی، $\alpha = \frac{\pi}{\lambda z}$ ، $h_0 = \frac{e^{ikz}}{i\lambda z}$ ، $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ طول موج نور در خلأ و عدد موج هستند. با جایگذاری معادله (۱) و (۴) در معادله (۵)، دامنه‌ی مختلط میدان نوری در $z = Z$ داریم:

$$U(\rho, \theta, z) = h_0 e^{i\alpha\rho^2} \left\{ \int_0^\infty \int_0^{2\pi} e^{\left(-\frac{r^2}{\omega_0^2}\right)} e^{i\alpha r^2} \times e^{ik_r r} e^{-il\varphi} e^{-2i\alpha\rho r \cos(\varphi-\theta)} r dr d\varphi \right\} \quad (6)$$

با کمک اتحاد ژاکوبی-آنژه [۸]:

$$e^{i\gamma \cos x} = \sum_{s=-\infty}^{+\infty} (i)^s J_s(\gamma) e^{isx}, \quad (7)$$

می‌توان قسمت سمتی را انتگرال حل کرد:

$$U(\rho, \theta, z) = 2\pi h_0 (-i)^l e^{i\alpha\rho^2} e^{il\theta} \times \int_0^\infty e^{\left(-\frac{r^2}{\omega_0^2}\right)} e^{i\alpha r^2} e^{-ik_r r} J_l(br) r dr \quad (8)$$

در رابطه‌ی فوق $b = \frac{2\pi\rho}{\lambda z}$ است. از معادله (۸) همچنین می‌توان مشاهده کرد که توزیع میدان نور منتشر شده توسط هولوگرام فازی جدید شامل عبارات گردابی و توابع بسل مرتبه بالاتر نیز می‌باشد، که این امر همچنین می‌تواند نشان دهد که باریکه بسل مرتبه بالاتر یکی از باریکه‌های گردابی است.

چیدمان آزمایش و نتایج تجربی

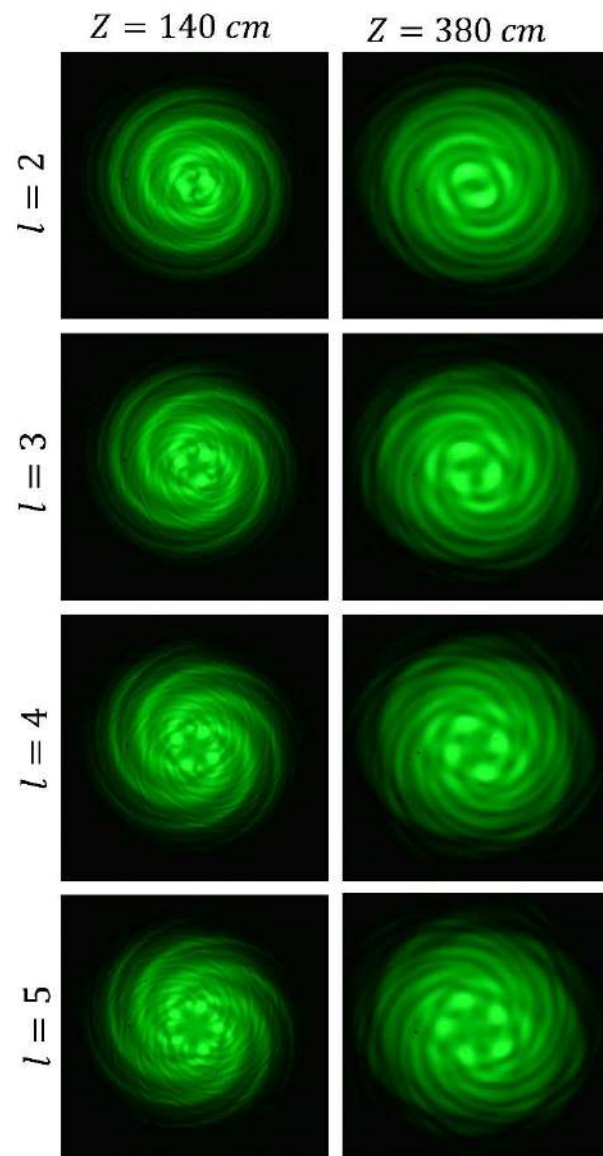
برای برپایی چیدمان آزمایش مطابق شکل ۲ از دومین هارمونیک باریکه لیزری Nd:YAG دیودی پمپ شده که دارای نمایه گاوسی با $\lambda = 532 \text{ nm}$ است را از یک پالایه فضایی که متشکل از یک عدسی با فاصله کانونی میکرومتری و یک روزنه

نتیجه گیری

در این مقاله، تحلیل نظری و تجربی باریکه‌های بسل مرتبه بالا در حالت ترکیب فاز آکسیکون و برهم‌نهی فاز باریکه‌ی گردابی ارائه شده است. این یک روش کارآمد برای تولید باریکه‌های بسل مرتبه بالا است. بنابراین، استفاده از SLM برای بارگذاری هولوگرام‌ها به منظور تحقق باریکه‌های بسل مرتبه بالا که در زمینه‌های تولید لیزری، اندازه‌گیری دقیق لیزری و سایر حوزه‌ها از اهمیت بالایی برخوردار است. این روش انعطاف‌پذیری دارد و خطاهای ساخت آن کم می‌باشد.

مرجع‌ها

1. D. Mcgloin, K. Dholakia "Bessel beams: Diffraction in a new light", Contemporary Physics, 46: 15-28, 2005.
2. G. Schweiger, R. Nett R, Özel, Bilal, et al. "Generation of hollow beams by spiral rays in multimode light guides", Optics Express, Vol. 18 pp. 4510-4517, 2010.
3. S. Orlov, K. Regelskis, V. Smilgevicius, et al. "Propagation of Bessel beams carrying optical vortices", Optics Communications, Vol. 209, pp. 155-165, 2002.
4. Moreno, J. A. Davis, M. Sánchez-López, et al. "Nondiffracting Bessel beams with polarization state that varies with propagation distance", Optics Letters, Vol. 40, pp. 5451-5454, 2015.
5. B. Matsko, A. A. Savchenkov, D. Strekalov, et al. "Whispering Gallery Resonators for Studying Orbital Angular Momentum of a Photon", Physical Review Letters, Vol. 95, pp. 143904-143904, 2005.
6. V. S. Ilchenko, M. Mohageg, A. A. Savchenkov, et al. "Efficient generation of truncated Bessel beams using cylindrical waveguides", Optics express, Vol. 15, pp. 5866-5871, 2007.
7. J. Arlt, K. Dholakia. "Generation of high-order Bessel beams by use of an axicon", Optics Communications, Vol. 177, pp. 297-301, 2000.
8. G. B. Arfken, "Mathematical Methods for Physicists" 3nd. Academic Press, 1985.



شکل ۳: نتایج ثبت شده‌ی الگوی پراش از توری هولوگرام فازی با $l=2$ ، $l=3$ ، $l=4$ و $l=5$ در فاصله‌های $z=140\text{ cm}$ و $z=380\text{ cm}$ از توری را نشان می‌دهد.

مقایسه و بررسی کند و سوز لیزری استیل ضد زنگ با تپ‌های لیزری نانو و پیکوثانیه با استفاده از شبیه‌سازی کامسول

رضا گودرزی*، فرشته حاج اسماعیل بیگی

پژوهشکده فوتونیک و فناوری‌های کوانتومی، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، ایران، تهران، انتهای خیابان کارگر شمالی

چکیده - در این مقاله اندرکنش تپ‌های کوتاه (نانوثانیه) و فوق کوتاه (پیکوثانیه) با استیل ضد زنگ با استفاده از نرم افزار کامسول شبیه‌سازی شده است. تغییرات حرارتی و عمق کندگی ایجاد شده در هدف پس از اندرکنش تپ‌های لیزر با انرژی یکسان و دیرش زمانی متفاوت، محاسبه شده است. اگرچه عمق کندگی پس از اندرکنش با تپ پیکوثانیه تقریباً یک مرتبه بزرگی از تپ نانوثانیه کوچک‌تر است اما اثرات حرارتی نیز به مراتب تقلیل یافته و شعاع کندگی به نصف کاهش یافته است. از سوی دیگر اثرات لبه‌ای در اندرکنش تپ فوق کوتاه مشاهده نمی‌شود، اما تپ کوتاه منجر به تولید لبه‌ای با ضخامتی قابل توجه می‌شود. در نتیجه، نتایج شبیه‌سازی نشان می‌دهد، استفاده از لیزر فوق کوتاه برای ایجاد برش‌های تمیز (بدون لبه برآمده) می‌تواند بهتر از لیزر کوتاه باشد در حالی که استفاده از لیزر کوتاه می‌تواند عمق کندگی را افزایش دهد.

کلیدواژه‌ها- استیل ضد زنگ، تپ‌های کوتاه و فوق کوتاه، کامسول، کند و سوز لیزری

Comparison and Analysis of Laser Ablation of Stainless steel with Nano and Picosecond Laser Pulses Using COMSOL Simulations

Reza Goodarzi*, Fereshteh Hajiesmaeilbaigi

Photonics and Quantum Technologies Research School, Nuclear Science and Technologies Research Institute, North Kargar street, Tehran, Iran,

rego.physics@gmail.com

Abstract- This study simulates the interaction of short (nanosecond) and ultrashort (picosecond) laser pulses with stainless steel using the COMSOL software. Thermal changes and ablation depth in the target are calculated following the interaction of laser pulses with identical energy but different temporal durations. Although the ablation depth resulting from a picosecond pulse is almost one order of magnitude smaller than that of a nanosecond pulse, the thermal effects are significantly reduced, and the ablation radius is halved. Additionally, no edge effects are observed in the interaction of ultrashort pulses, whereas short pulses lead to the formation of edges with considerable thickness. Consequently, the simulation results suggest that ultrashort lasers are more suitable for creating clean cuts (without edge), while short lasers are more effective for increasing ablation depth.

Keywords: Stainless steel, short and ultra-short pulses, Comsol, laser ablation

مقدمه

ویژه در شبیه سازی پدیده های حرارتی و بررسی آسیب لیزری در مواد مفید است [۳].

در این مقاله اندرکنش تک تپ های لیزری نانو و پیکوثانیه با استیل ضد زنگ شبیه سازی شده و نتایج حاصل با یکدیگر مقایسه شده اند. در نهایت نتایج به دست آمده می تواند در میکروماشین کاری استیل ضد زنگ با لیزر به کار رود.

شبیه سازی

برای شبیه سازی اندرکنش لیزر با ماده می توان از نرم افزار کامسول (COMSOL Multiphysics) استفاده کرد و اثر لیزر را به عنوان یک منبع حرارتی در نظر گرفت. در صورت استفاده از تپ پیکوثانیه، می توان از مدل دو دمایی استفاده کرد. انرژی لیزر به سرعت به الکترون های آزاد در ماده منتقل می شود، اما این انرژی بلافاصله به شبکه منتقل نمی شود. به همین دلیل، پس از تابش تپ لیزر، دمای الکترون ها به شدت افزایش می یابد، در حالی که دمای شبکه تغییر چندانی نمی کند. با گذر زمان، این انرژی از الکترون ها به شبکه منتقل شده و تعادل حرارتی در ماده برقرار می شود. در مدل دو دمایی، تغییرات دمایی الکترون ها و شبکه به صورت دو معادله دیفرانسیلی جفت شده ارائه می شود:

$$(1) \quad \begin{cases} C_e \frac{\partial T_e}{\partial t} = \nabla \cdot (k_e \nabla T_e) - g(T_e - T_l) + S \\ C_l \frac{\partial T_l}{\partial t} = \nabla \cdot (k_l \nabla T_l) + g(T_e - T_l) \end{cases}$$

در این رابطه، C ، T و k به ترتیب ظرفیت گرمایی، دما و رسانندگی حرارتی بوده (اندیس e برای الکترون و l برای شبکه) و g و S به ترتیب ضریب کوپل شدگی حرارتی الکترون-شبکه و منبع انرژی خارجی (لیزر) می باشند.

در مورد اندرکنش تپ نانو ثانیه با ماده نیز می توان از کامسول بهره برد با این تفاوت که در اندرکنش تپ های نانو ثانیه با طول زمانی بیشتر از زمان واهلش الکترون-شبکه، تپ های لیزری زمان کافی برای انتقال حرارت به اتم های شبکه را دارند و در نتیجه فیزیک این اندرکنش در حوزه انتقال حرارت کلاسیک اتفاق می افتد. تغییرات ساختاری، تبخیر و ذوب ماده در این حوزه قابل انتظار هستند.

در دهه های اخیر، پیشرفت های قابل توجهی در تولید تپ های لیزری رخ داده است که امکان مطالعه اندرکنش های این تپ ها با مواد مختلف را فراهم کرده است. لیزرهای فوق کوتاه، به دلیل تپ های زمانی بسیار کوتاه و شدت بالا، ابزارهای مناسبی برای ایجاد تغییرات غیرخطی و فرآیندهای غیرتعادلی محسوب می شوند. این تپ ها می توانند اندرکنش های پیچیده ای را ایجاد کنند و از این رو برای مطالعه فرآیندهای مختلفی همچون شکستن پیوندهای شیمیایی، تغییر فاز، و حتی تخریب ماده در سطوح میکروسکوپی و نانومتری مورد استفاده قرار می گیرند [۱].

کاربردهای لیزرهای فوق کوتاه بسیار گسترده است و شامل میکروماشین کاری، پزشکی، صنعت، علم مواد و ... می شود. در این میان میکروماشین کاری استیل ضد زنگ به دلیل سختی بالا، پایداری و مقاومت در برابر خوردگی، جوش پذیری و قابلیت ماشین کاری مناسبی که دارد، یکی از اهداف مطلوب در ماشین کاری لیزری برای تولید تجهیزات پزشکی و علوم زیستی (نیازمند استریلیزاسیون) و صنایع ظریف و دقیق نظامی محسوب می شود.

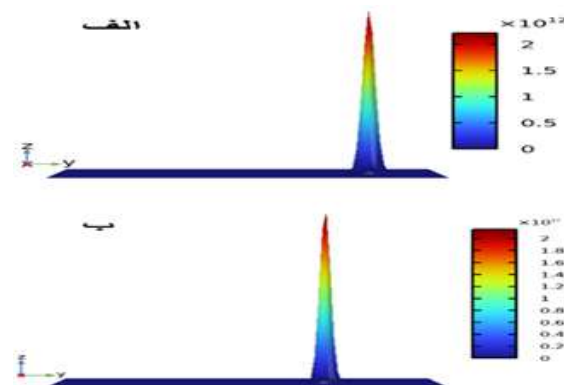
تاریخچه تحقیقات در زمینه اندرکنش لیزر با ماده به همان ابتدای ساخت نخستین لیزرها باز می گردد. از آن زمان تاکنون، روش های متعددی برای مطالعه آن ارائه شده [۲]. از جمله روش های رایج شبیه سازی در این زمینه می توان به روش دینامیک مولکولی و حل معادلات عددی مبتنی بر روش های میدان اشاره کرد. این روش ها به محققان امکان می دهند تا رفتار ماده را تحت تأثیر دیرش های مختلف لیزر و شرایط محیطی متفاوت، شبیه سازی و مطالعه کنند.

جهت شبیه سازی نیمه کلاسیک اندرکنش لیزر فوق کوتاه با ماده، مدل حرارتی دو-دمایی (Two-Temperature Model) به کار گرفته می شود؛ این مدل، فرآیند انتقال انرژی از الکترون ها به شبکه ای اتمی را در ماده توصیف می کند. در این مدل، الکترون ها و شبکه (Lattice) به عنوان دو سیستم دمایی جداگانه در نظر گرفته می شوند که انرژی را بین خود مبادله می کنند. در ابتدا، انرژی لیزر به الکترون ها منتقل می شود و سپس از طریق برخوردهای الکترون-اتم به شبکه منتقل می شود. این مدل به

نتایج و بحث

برای مقایسه اندرکنش تپ‌های پیکو و نانوثانیه با ماده، ابتدا دو تپ گوسی هم انرژی ($E=12\text{mJ}$) با دیرش‌های زمانی ۱۰۰ نانوثانیه و ۱ پیکوثانیه انتخاب شد. شعاع لکه در حدود ۱۰۰ میکرومتر بوده و در نتیجه توزیع انرژی تپ‌ها مطابق شکل ۱ در شرایط اولیه مسأله اعمال شدند. نمونه (هدف) از جنس استیل ضد زنگ و به صورت استوانه‌ای با شعاع ۱ میکرومتر و ارتفاع ۲ میکرومتر در نظر گرفته شد، چنان‌که باریکه لیزر به مرکز سطح این استوانه تابیده می‌شود.

با استفاده از تقارن استوانه‌ای، انتخاب دانه‌بندی به صورت پیش فرض فیزیکی با دقت فوق‌العاده ظریف انجام شد. مقادیر جدول ۱ به عنوان مشخصات اولیه هدف در این شبیه‌سازی در نظر گرفته شدند.

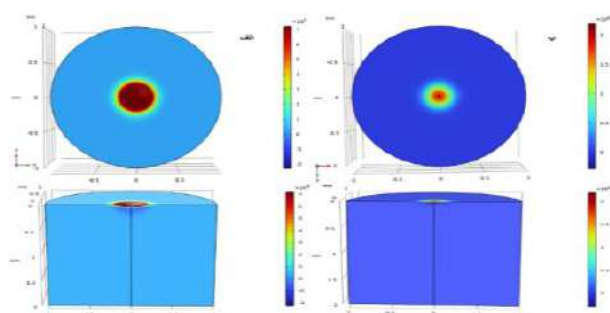


شکل ۱: توزیع انرژی تپ (الف) نانو و (ب) پیکوثانیه

جدول ۱

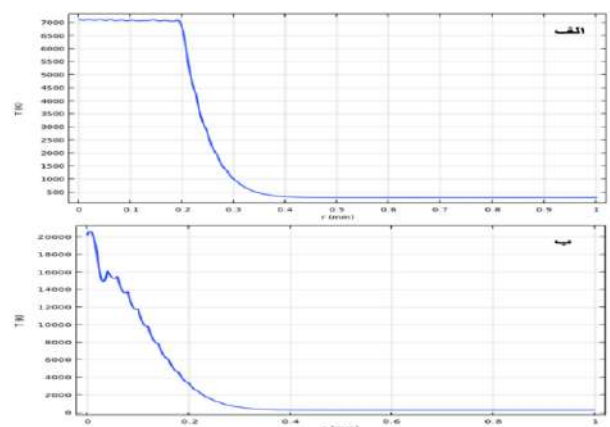
g	5.5E17 [W/(m ³)/K]
ضریب جذب	5E5 [cm ⁻¹]
دمای ذوب	7000 K

پس از اعمال تپ‌های لیزر به نمونه، تغییرات دما و عمق کندگی نمونه برای هر کدام از تپ‌ها محاسبه شد. تغییرات دمای سطح و برش عرضی نمونه پس از تابش تپ‌های لیزری در شکل ۲ نشان داده شده است. همان‌طور که مشاهده می‌شود، اثرات حرارتی در سطح و عمق نمونه پس از اندرکنش تپ نانوثانیه، بزرگ‌تر از تپ پیکوثانیه است.



شکل ۱۴: تغییرات دمایی سطح و درون هدف پس از اندرکنش با تپ (الف) نانو و (ب) پیکوثانیه

تغییرات دمایی نمونه پس از اتمام اندرکنش در شکل ۳ نشان داده شده است. بیشینه دمای نمونه در حالت اندرکنشی با تپ پیکوثانیه نسبت به تپ نانوثانیه حدود سه برابر افزایش یافته است، در این حالت انرژی لیزر در زمان کوتاهی به نمونه منتقل شده و فرصت تبادل حرارتی با اتم‌های مجاور وجود نداشته لذا انرژی اتم‌ها که مؤید دمای آن‌ها می‌باشد افزایش ناگهانی شدیدی داشته است؛ حال آن‌که در اندرکنش تپ نانوثانیه با نمونه، پس از انتقال بخشی از انرژی لیزر، اتم‌ها انرژی جذب شده را به اتم‌های مجاورشان انتقال داده‌اند و این امر مانع افزایش حرارت ناگهانی نمونه شده است. در نتیجه در اندرکنش نمونه با تپ پیکوثانیه بخش اعظم افزایش دما در محدوده کمر باریکه لیزر محبوس شده اما در مورد تپ نانوثانیه این اتفاق رخ نداده است.



شکل ۱۵: تغییرات دمایی نمونه پس از اندرکنش با تپ (الف) نانو و (ب) پیکوثانیه

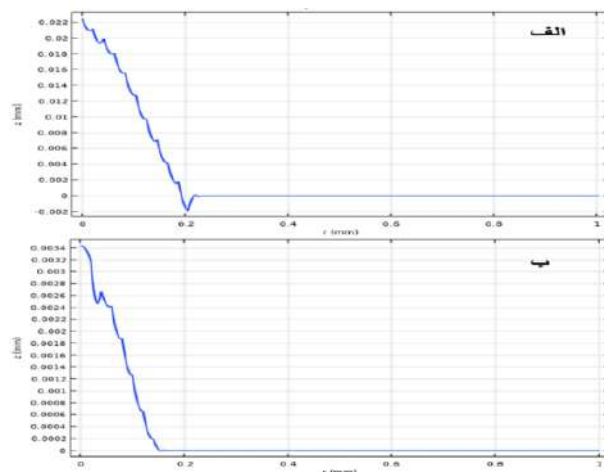
در اثر انتقال حرارت لیزر به نمونه، کند و سوز لیزری رخ داده که منجر به ایجاد حفره در نمونه شده است. در شکل ۴ عمق کندگی نشان داده شده است.

کندگی گسترده‌ای از خود نشان داده است. اما در اثر تابش تپ پیکوثانیه به نمونه، انرژی لیزر در بازه زمانی کوتاهی منتقل شده و در این زمان، اتم‌ها فرصت تبادل حرارتی با اتم‌های مجاور خود را نداشته‌اند، لذا عمق و الگوی کندگی تیزتر و یکنواخت‌تری ایجاد شده است.

در نتیجه، با استفاده از لیزر پیکوثانیه انرژی لیزر تنها صرف کندگی می‌شود و یک حفره تمیز، بدون اثرات لبه‌ای ناشی از انتقال حرارت ایجاد می‌شود که در کاربردهای دقیق و ظریف می‌تواند مدنظر قرار بگیرد. با این حال، استفاده از تپ نانوثانیه برای رسیدن به کندگی‌های عمیق‌تر در مواردی که نیاز به ظرافت بالایی نیست اما عمق زیاد اهمیت دارد، می‌تواند مورد استفاده قرار بگیرد.

مرجع‌ها

1. Boyd, Robert W., Alexander L. Gaeta, and Enno Giese. "Nonlinear optics." In Springer Handbook of Atomic, Molecular, and Optical Physics, pp.10971110, Cham: Springer International Publishing, 2008.
2. Goodarzi, Reza, and Fereshteh Hajiesmaeilbaigi. "Circular ripple formation on the silicon wafer surface after interaction with linearly polarized femtosecond laser pulses in air and water environments." Optical and Quantum Electronics 50 (2018).
3. Anisimov, Sergei I., and Viktor A. Khokhlov. Instabilities in laser-matter interaction. CRC press, 1995.



شکل ۱۶: تغییرات عمق کندگی پس از اندرکنش با تپ الف) کوتاه و ب) فوق کوتاه

عمق کندگی پس از اندرکنش با تپ نانوثانیه با یک شیب ملایم از مرکز نمونه به کناره‌ها کاهش می‌یابد و در انتهای بازه به دلیل انباشت ذرات کنده شده، لبه برآمده‌ای شکل گرفته است (شکل ۴ الف). در حالی که عمق کندگی پس از اندرکنش با تپ پیکوثانیه کمتر از تپ نانوثانیه بوده، تغییرات عرضی آن با شیب بیشتری رخ داده و اثرات لبه‌ای مشاهده نمی‌شود.

نتیجه‌گیری

نتایج شبیه‌سازی نشان می‌دهد که از نظر فیزیکی، اندرکنش نمونه با تپ نانوثانیه از طریق انتقال حرارت کلاسیک انجام شده است، چرا که زمان کافی برای تبادل حرارتی بین اتم‌ها وجود داشته؛ در نتیجه انرژی لیزر به آرامی جذب شده و عمق و الگوی

شتابدهی میدان دنباله‌ای باریکه پروتونی برای کانال پلاسما با پروفایل چگالی سهموی

یاسمن گلیان^۱، صالحه بهشتی پور^۱، حمید آخرت دوست^۱، و داود درانیان^۲

^۱گروه فیزیک، واحد تهران مرکزی، دانشگاه آزاد اسلامی، تهران، ایران

^۲مرکز تحقیقات فیزیک پلاسما، واحد علوم و تحقیقات، دانشگاه آزاد اسلامی، تهران، ایران

چکیده- یک باریکه پروتون با پروفایل گاوسی برای برانگیختگی میدان دنباله‌ای در پلاسمایی با پروفایل چگالی سهموی استفاده شده است. در گزارش‌های ارائه شده پیشین، نتایج شبیه‌سازی و تکنیک‌های اختلالی در مورد شتابدهی میدان دنباله‌ای لیزری برای کانال سهموی بررسی شده است. با این حال، در این مقاله با استفاده از یک مدل تحلیلی، معادله میدان شتابدهی برای باریکه پروتون در یک کانال پلاسمای سهموی حل شده که جواب‌ها با توابع ویتاکر بیان می‌شوند. نکته قابل توجه در میدان دنباله‌ای طولی در امتداد محور انتشار، رفتار نوسانی میدان دنباله‌ای است و گرادیان شتابدهی با فاصله از پشت باریکه کاهش می‌یابد. همچنین میدان الکتریکی طولی برحسب تابعی از شعاع، در نزدیکی محور افزایش می‌یابد. این مفهوم در دو و سه بعد نشان داده شده است. علاوه بر این، تغییرات میدان الکتریکی طولی برحسب شعاع‌های مختلف کانال پلاسما نیز بررسی شده است. مشاهده می‌شود که گرادیان شتابدهی ابتدا با افزایش شعاع پلاسما افزایش یافته و سپس ثابت می‌شود.

کلیدواژه- باریکه گاوسی، توابع ویتاکر، شتابدهی میدان دنباله‌ای پلاسمایی، کانال پلاسما.

Proton Driven Wakefield Acceleration for Plasma Channel with Parabolic Density Profile

Yasaman Golian¹, Salehe Beheshtipour¹, Hamid Akherat Doost¹, and Davoud Dorrani²

¹Department of Physics, Central Tehran Branch, Islamic Azad University, Tehran, Iran

²Plasma Physics Research Center, Science and Research Branch, Islamic Azad University, Tehran, Iran

y.golian@gmail.com

Abstract- A proton beam with a Gaussian profile is employed to excite the wakefield in a plasma with a parabolic density profile. In the previous reports, the simulation results and the perturbation techniques in case of laser wakefield accelerations for a parabolic channel have been investigated. However, in this paper, the accelerating field equation for proton beam in a parabolic plasma channel has been investigated using an analytical model that the solutions are expressed by Whittaker functions. The noticeable point in longitudinal wakefield along the propagation axis is oscillatory behavior of wakefield and the acceleration gradient decreases with distance behind the bunch. Also, the longitudinal electric field as a function of radius is peaked near the axis. This concept has been shown in two and three dimensions. In addition, the variation of longitudinal electric field versus different plasma channel radii is investigated. It is observed that the acceleration gradient first increases with increasing the plasma radius, and then levels out.

Keywords: Gaussian Beam, Whittaker Functions, Plasma Wakefield Acceleration, Plasma Channel.

1. Introduction

Plasma wakefield acceleration has drawn a great deal of attention in recent years [1-2]. The wakefields in plasmas are generated either by an ultra-intense, short laser pulse [3], or by a charged particle beam. Plasma wakefield generation in a radially non-uniform plasma using charged particle beams [4] or in parabolic plasmas using lasers as drivers have been addressed in the past. Most of the studies, however, were focused at parabolic channels with the on-axis density minimum because of channelling properties in the plasma. The non-uniformity in the radial direction with the on-axis density maximum is also of interest for the charged particle drivers. These narrow plasma columns may appear either if the plasma is formed by a narrow laser pulse, or as a result of ion motion in the long-lived proton-driven plasma wave [5]. Narrow plasma columns with an on-axis density maximum could find a potential application for compensating the undesirable wave front curvature in the case of a nonlinear wakefield [6], or could present an undesirable effect that needs to be understood. In this work, we presented for the first time a thorough analytical model and solved the governing equations for the wakefield acceleration by proton beam in a parabolic density profile plasma, where the maximum plasma density is on the beam propagation axis along the z-direction. It has a potential application for compensating the undesirable wave front curvature in the case of a nonlinear wakefield. This work presents the governing equations and their solution for the longitudinal wakefield component analytically. The behaviour of the longitudinal electric field and the effect of the plasma channel radius on it are investigated.

2. Model

In this section we briefly review the model presented in [7]. A high density bunch propagating through the axisymmetric plasma leads to the motion of plasma electrons. The plasma has a variable density as $n = n_0 \left(1 - \frac{r^2}{r_{pl}^2}\right)$, where r_{pl} is the plasma radius, and r is the radial coordinate. The maximum plasma density n_0 is on the beam propagation axis along the z direction. The beam density is $n_b = n_{b0} e^{\frac{-r^2}{2\sigma_r^2}} e^{\frac{-\xi^2}{2\sigma_z^2}}$, where $\xi = z - ct$, with c speed of light, and $n_{b0} = N / ((2\pi)^{3/2} \sigma_r^2 \sigma_z)$, N is the total number of particles in the bunch, and σ_r and σ_z are the beam radial and longitudinal characteristic lengths, respectively. For the linearly responding plasma, the optimized plasma density is determined by the longitudinal characteristic length of the driver from the condition $\frac{c}{\omega_{p0}} \equiv \frac{1}{k_{p0}} = \frac{\sigma_z}{\sqrt{2}}$, where $\omega_{p0} = \left(\frac{n_0 e^2}{m \epsilon_0}\right)^{0.5}$ is the plasma frequency and k_{p0} is the plasma wave number. The parameters of plasma and beam characteristics are:

$n_0 = 6 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, $\frac{c}{\omega_{p0}} = 0.215 \text{ mm}$, $N = 1 \times 10^{11}$, $n_{b0} = 0.57 n_0$, $\sigma_r = 0.43 \text{ mm}$, $\sigma_z = 0.1 \text{ mm}$, $r_{pl} = 0.64 \text{ mm}$. We note that charge density in the system can be expressed as $\rho = en_b + en_i - en_e = en_b + en_0 - e(n_0 + n_1)$. Indexes b , i and e denote the beam, ions and the electrons, respectively. By using Maxwell's equations, Newton's second law of motion for the plasma electrons, the equation of continuity for the plasma, and writing quantities in terms of an equilibrium and an oscillating term $E = E_0 + E_1$, $B = B_0 + B_1$, $v = v_0 + v_1$ and assuming that E_0 , B_0 and v_0 are all equal to zero we have $\nabla \cdot \vec{E} = \frac{1}{\epsilon_0} (en_b - en_1)$, $\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = -\frac{e}{m} \vec{E}$, $\frac{\partial n_1}{\partial t} + n \nabla \cdot \vec{v} = 0$. Quantities indexed with 1 denote the perturbed parameters. One can arrive at the following equation

$$\frac{\partial^2 n_1}{\partial \xi^2} + k_{p0}^2 \left(1 - \frac{r^2}{r_{pl}^2}\right) n_1 = k_{p0}^2 n_{b0} e^{\frac{-r^2}{2\sigma_r^2}} e^{\frac{-\xi^2}{2\sigma_z^2}} \left(1 - \frac{r^2}{r_{pl}^2}\right) \quad (1)$$

This differential equation can be solved by using the Laplace transform of a system which is initially at rest

$$n_1 = \sqrt{2\pi} \sigma_z k_{p0} n_{b0} \left(1 - \frac{r^2}{r_{pl}^2}\right)^{0.5} e^{\frac{-r^2}{2\sigma_r^2}} e^{\frac{-k_{p0}^2 \left(1 - \frac{r^2}{r_{pl}^2}\right) \sigma_z^2}{2}} \sin \left(k_{p0} \left(1 - \frac{r^2}{r_{pl}^2}\right)^{0.5} \xi \right) \quad (2)$$

Also, we can solve the equations for the electric field as a function of the perturbed density. We note that the current density can be written as $J = J_b + J_e = J_b + (J_0 + J_1) = J_b + J_1$ in which J_b and J_e are beam and electron current density, respectively. J_0 and J_1 denote the unperturbed and the perturbed electron current density, respectively.

Using the Maxwell equations, we have

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial \xi^2} = en_0 \mu_0 c \left(1 - \frac{r^2}{r_{pl}^2}\right) \frac{\partial \vec{v}}{\partial \xi} - \mu_0 e c^2 \frac{\partial n_b}{\partial \xi} \hat{z} + \frac{e}{\epsilon_0} \vec{\nabla} n_b - \frac{e}{\epsilon_0} \vec{\nabla} n_1 \quad (3)$$

where $\frac{\partial \vec{v}}{\partial \xi} = \frac{e}{mc} \vec{E}$. By substituting $\partial n_b / \partial \xi$, ∇n_b , ∇n_1 in Eq. (3) and separating the longitudinal and radial components we will have

$$\left[\nabla_r^2 - k_{p0}^2 \left(1 - \frac{r^2}{r_{pl}^2}\right) \right] E_{1z}(r, \xi) = \frac{-e}{\epsilon_0} \sqrt{2\pi} \sigma_z n_{b0} k_{p0}^2 \left(1 - \frac{r^2}{r_{pl}^2}\right)^{0.5} e^{\frac{-r^2}{2\sigma_r^2}} e^{\frac{-k_{p0}^2 \left(1 - \frac{r^2}{r_{pl}^2}\right) \sigma_z^2}{2}} \cos \left(k_{p0} \left(1 - \frac{r^2}{r_{pl}^2}\right)^{0.5} \xi \right) \quad (4)$$

The equation for radial component is presented in [7]. The solution for the homogeneous part of Eq. 4 with

respect to the variable r for a finite parabolic plasma channel can be expressed by the Whittaker functions

$$E_{0z}(r) = \frac{C_1}{r} \text{whittakerM}\left(\frac{ir_{pl}k_{p0}}{4}, 0, \frac{ik_{p0}}{r_{pl}} r^2\right) + \frac{C_2}{r} \text{whittakerW}\left(\frac{ir_{pl}k_{p0}}{4}, 0, \frac{ik_{p0}}{r_{pl}} r^2\right) \quad (5)$$

where C_1 and C_2 are constant and can be determined by applying appropriate boundary conditions. Note that for an infinite plasma, the solution takes the form of the well-known Modified Bessel functions. As the limit of $\frac{\text{whittakerW}}{r}$ at $r=0$ is infinity, we set C_2 to be zero. The complete solution will be the sum of the solution for the homogenous equation and the special solution due to the right hand side. The boundary conditions are those of a perfectly conducting tube of the radius r_{pl} . Thus the boundary condition for the longitudinal electric field can be considered as $E_z(r = r_{pl}) = 0$. The solution to the longitudinal wakefield which satisfies the boundary condition $E_z(r = r_{pl}) = 0$ can be written as [7]

$$E_z(r, \xi) = [F_z(r, \xi) - F_z(r_{pl}, \xi)] \frac{1}{r} \text{WhittakerM}\left(\frac{ir_{pl}k_{p0}}{4}, 0, \frac{ik_{p0}}{r_{pl}} r^2\right) \quad (6)$$

with function $F_z(r, \xi)$ defined by

$$\int_1^{ik_{p0}r^2} \frac{Ae^{B_1 - iB_2Z_1} (-ir_{pl}k_{p0} + Z_1) \left(\frac{iz_1}{k_{p0}}\right)^{0.5} \cos\left(k_{p0}\left(1 + \frac{iz_1}{r_{pl}k_{p0}}\right)^{0.5} \xi\right) W\left(\frac{ir_{pl}k_{p0}}{4}, 0, Z_1\right)}{k_{p0}^2 \left((-2 - ir_{pl}k_{p0})M\left(1 + \frac{ir_{pl}k_{p0}}{4}, 0, Z_1\right)W\left(\frac{ir_{pl}k_{p0}}{4}, 0, Z_1\right) - 4M\left(\frac{ir_{pl}k_{p0}}{4}, 0, Z_1\right)W\left(1 + \frac{ir_{pl}k_{p0}}{4}, 0, Z_1\right)\right)} dZ_1 \quad (7)$$

where the following quantitates have been defined $\chi = k_{p0} \left(1 + \frac{iz_1}{r_{pl}k_{p0}}\right)^{0.5}$, $A = \frac{e}{\epsilon_0} \sqrt{2\pi} \sigma_z n_{b0} k_{p0}^2$,

$$B_1 = -\frac{1}{2} k_{p0}^2 \sigma_z^2, B_2 = \left(-\frac{r_{pl}}{2k_{p0}\sigma_z^2} + \frac{k_{p0}\sigma_z^2}{2r_{pl}}\right),$$

$$B_3 = \left(\frac{r_{pl}^2 - \sigma_z^2 k_{p0}^2 \sigma_z^2}{r_{pl}^2 \sigma_z^2}\right), B_4 = \frac{-e n_{b0}}{\epsilon_0 \sigma_z^2}.$$

Whittaker functions are denoted by M and W in the integral.

3. Results and Discussion

The integral in Eq. (7) can be solved by numerical integrations and E_z can be obtained as a function of ξ and r . To this end we use the parameters mentioned earlier. The variations of the longitudinal field in longitudinal and radial directions are presented in Fig. 1(a) and Fig. 1(b), respectively. The behaviour of the longitudinal electric field in the longitudinal direction is oscillatory and decreases with the distance behind the bunch as the beam passes through the plasma column. Also, the longitudinal electric field as a function of radius is peaked near the axis.

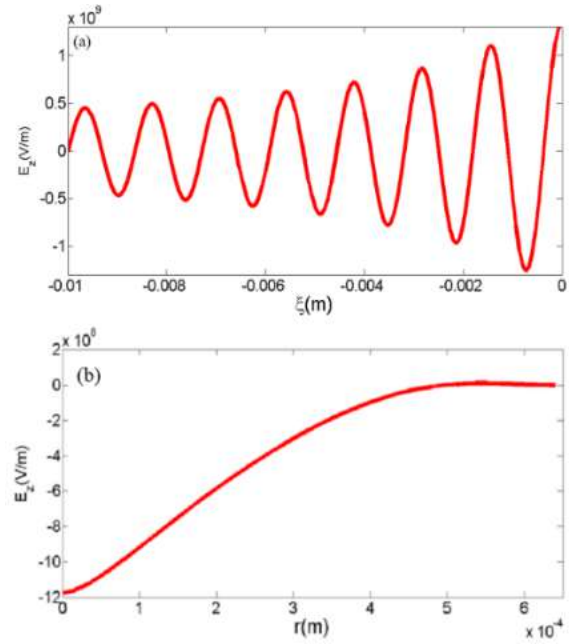


Fig. 1: (a) The variation of longitudinal electric field in longitudinal direction for $r=0$ (b) The variation of longitudinal electric field in radial direction for $\xi=r_{pl}$.

To better illustrate the behaviour of the longitudinal wakefield, we have shown in Fig. 2, two and three-dimensional plots of E_z as a function of ξ and r .

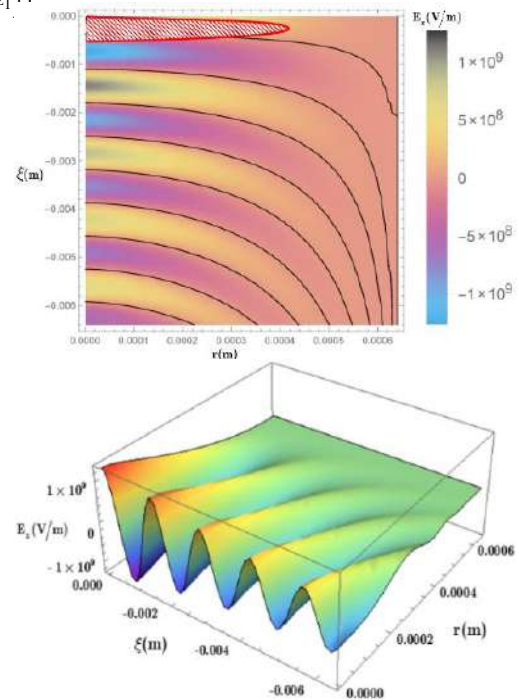


Fig. 2: Longitudinal electric field as function of ξ and r in two and three dimensional. The schematic ellipse shows the location and the size of the bunch.

Fig. 3 shows the variation of longitudinal electric field versus different plasma channel radii.

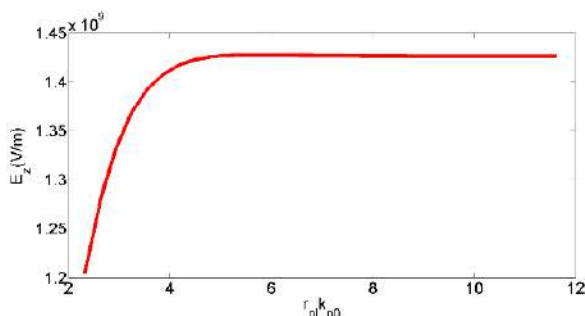


Fig. 3. The variation of longitudinal electric field with plasma channel radius for $r=0$ and $\xi=0$.

As shown in Fig. 3, the acceleration gradient first increases with increasing the plasma radius, and then levels out.

4. Conclusion

A plasma channel with a parabolic density profile was considered and the beam plasma wakefield generation was investigated. In contrast to the previous works, we presented for the first time a thorough analytical model and solved the governing equations for the wakefield acceleration by a charged particle beam in a parabolic density profile plasma. The longitudinal electric field was expressed by the WhittakerM functions. The amplitude of the longitudinal wakefield decreases with the distance behind the bunch and is peaked near the axis as a function of radius. Also, the variation of longitudinal electric field versus different plasma channel radii showed that the

acceleration gradient first increases with increasing the plasma radius, and then levels out.

References

1. T. Tajima, X. Q. Yan, and T. Ebisuzaki, "Wakefeld acceleration," Rev. Mod. Plasma Phys. Vol. 4:7, pp. 1-72, 2020.
2. E. Esarey, C. B. Schroeder, and W. P. Leemans, "Physics of laser-driven plasma-based electron accelerators," Rev. Mod. Phys. Vol. 81, pp. 1-57, 2009.
3. E. Brunetti, R. Neil Campbell, J. Lovell, and D. A. Jaroszynski, "High-charge electron beams from a laser-wakefield accelerator driven by a CO2 laser," Sci. Rep. Vol. 12, pp. 6703-6716, 2022.
4. K. V. Lotov, A. Pukhov, and A. Caldwell, "Effect of plasma inhomogeneity on plasma wakefield acceleration driven by long bunches," Phys. Plasmas. Vol. 20, pp. 1-7, 2013.
5. J. Vieira, R. A. Fonseca, W. B. Mori, and L. O. Silva, "Ion motion in the wake driven by long particle bunches in plasmas," Phys. Plasmas. Vol. 21, pp. 1-23, 2014.
6. G. Khachatryan, "Excitation of nonlinear two-dimensional wake waves in radially nonuniform plasma," Phys Rev E Stat Phys Plasmas Fluids Relat Interdiscip Topics. Vol. 60, pp. 6210-6213, 1999.
7. Y. Golian, M. Aslaninejad, and D. Dorrani, "Whittaker functions in beam driven plasma wakefield acceleration for a plasma with a parabolic density profile," Phys. Plasmas. Vol. 23, pp.1-9, 2016.

تحلیل رفتار نوری نانوذرات مس در ماتریس پلی وینیل الکل: سنجش و برداشت انرژی با استفاده از روش (BEM)

حمید آخرت دوست^۱، یاسمن گلیان^۱، احسان کوشکی^۲، و صالحه بهشتی پور^۱

^۱گروه فیزیک، واحد تهران مرکزی، دانشگاه آزاد اسلامی، تهران، ایران

^۲گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه حکیم سبزواری، سبزوار، ایران

چکیده- این مقاله یک مطالعه شبیه سازی با استفاده از روش المان مرزی (BEM) را برای تحلیل خواص نوری یک نانوذره مس موجود در ماتریس PVA ارائه می دهد. در این تحقیق، مقاطع پراکندگی، نرخ های اتلاف و توزیع های میدان الکتریکی برای محیط های دی الکتریک مختلف بررسی شده است. نتایج نشان می دهند که ماتریس PVA منجر به افزایش پراکندگی و جابجایی پیک پراکندگی به سمت طول موج های بلندتر نسبت به اتانول می شود. علاوه بر این، نرخ های اتلاف کلی و تابشی، همچنین توزیع میدان الکتریکی نشان می دهند که تعامل نانوذره با محیط دی الکتریک اطراف بر رفتار نوری آن تأثیر می گذارد. این یافته ها برای طراحی حسگرها و دستگاه های برداشت انرژی مبتنی بر نانوذرات بسیار مهم هستند

کلیدواژه- نانوذره مس، پلی وینیل الکل (PVA)، روش المان مرزی (BEM)، نرخ اتلاف تابشی و کل، نانومواد و انرژی های تجدیدپذیر.

Optical Properties of Copper Nanoparticles in Polyvinyl Alcohol Matrix: Sensing and Energy Harvesting Using Boundary Element Method (BEM)

Hamid Akherat Doost¹, Yasaman Golian¹, Ehsan Koushki², and Salehe Beheshtipour¹

¹Department of Physics, Central Tehran Branch, Islamic Azad University, Tehran, Iran

²Department of Physics, Faculty of basic science, Hakim Sabzevari University, Sabzevar, Iran

hamidakherat@gmail.com

Abstract- This paper presents a Boundary Element Method (BEM) simulation study on the optical properties of a copper nanoparticle embedded in a PVA matrix. The scattering cross-section, decay rates, and electric field distributions are investigated for different dielectric environments. The results show that the PVA matrix leads to enhanced scattering and a shift in the scattering peak towards longer wavelengths, compared to ethanol. Additionally, the total and radiative decay rates, as well as electric field maps, reveal how the nanoparticle's interaction with the surrounding dielectric medium influences its optical behavior. These findings are crucial for designing nanoparticle-based sensors and energy harvesting devices

Keywords: Copper Nanoparticle, Polyvinyl Alcohol (PVA), Boundary Element Method (BEM), Total and Radiative Decay Rates, Nanomaterials for Renewable Energy.

1. Introduction

The study of nanomaterials has gained significant attention in recent years due to their unique optical, mechanical, and electrical properties, which differ from their bulk counterparts [1]. Among these materials, metal nanoparticles have been extensively researched for their promising applications in fields such as sensing, imaging, and energy harvesting. Copper nanoparticles, in particular, exhibit interesting optical behaviors due to their localized surface plasmon resonance (LSPR), which can be significantly influenced by the surrounding medium [2].

Polyvinyl alcohol (PVA), a widely used synthetic polymer, is known for its excellent film-forming properties, biocompatibility, and ease of processing [3]. When PVA is used as a matrix for metal nanoparticles, it provides a stable environment that can modulate the optical properties of the nanoparticles through interactions at the interface. This makes PVA an ideal candidate for fabricating nanocomposites with tailored optical properties.

In this study, we focus on analyzing the optical properties of copper nanoparticles embedded in a PVA matrix using the Boundary Element Method (BEM). BEM is a powerful computational technique for solving electromagnetic problems, especially those involving complex geometries and material interfaces [4-6]. By using BEM, we can accurately simulate the light scattering and absorption properties of copper nanoparticles within the PVA matrix, providing insights into their potential applications in optoelectronics and sensors. This work aims to investigate the effects of nanoparticle size, shape, and the dielectric properties of the surrounding medium on the optical response of the nanocomposite. Through numerical simulations and analysis, we seek to better understand the behavior of copper nanoparticles in PVA and explore their potential in advanced material applications.

2. Theory

The Boundary Element Method (BEM) is a numerical technique used to solve electromagnetic problems, particularly in complex geometries. In the context of nanoparticle-optical simulations, BEM focuses on solving Maxwell's equations by discretizing the boundary surfaces of the domain, reducing the problem to a boundary-only representation. This is especially useful for scattering problems, where the particles and surrounding medium can be represented by their boundaries.

Maxwell's Equations and the Green's Function: the starting point for BEM is the solution to Maxwell's equations for a given configuration. The full form of the electric field E in the presence of an electric current density J is governed by:

$$\nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t}, \quad \nabla \cdot E = \rho \quad (1)$$

Where B is the magnetic field and ρ is the charge density. The Green's function $G(r, r')$ for the problem is used to describe the influence of a source point r' on the field at another point r . For a homogeneous dielectric medium, the Green's function satisfies:

$$\nabla^2 G(r, r') + k^2 G(r, r') = -\delta(r, r') \quad (2)$$

where k is the wave number in the medium.

Boundary Integral Equations: the key to BEM is the boundary integral formulation, where the field is represented as an integral over the boundary surfaces of the domain. For a nanoparticle with surface S , the electric field at any point on the boundary can be expressed as:

$$E(r) = \int_S \left(G(r, r') J(r') - \frac{\partial G(r, r')}{\partial n} E(r') \right) dS \quad (3)$$

Where $J(r')$ is the surface current density and $\frac{\partial G(r, r')}{\partial n}$ is the derivative of the Green's function in the direction normal to the surface.

The above equation represents the integral over the particle boundary, which must be discretized for numerical computation. The discretization leads to a system of linear equations that can be solved to obtain the field distribution.

Surface Charges and Currents: To compute the induced surface charges and currents, we solve for the charge distribution using:

$$\sigma(r) = n \cdot J(r) \quad (4)$$

where $\sigma(r)$ represents the induced surface charge density at a point r on the boundary and n is the unit normal vector to the surface. Scattering Cross Section: Once the surface charge distribution is known, the scattering cross-section σ_{sca} can be computed using the induced currents and the external field. For a plane wave excitation, the scattering cross-section is given by:

$$\sigma_{sca} = \frac{k^2}{2\pi} \left| \int_S G(r, r') J(r') dS \right|^2 \quad (5)$$

where the integral represents the interaction between the Green's function and the induced surface currents. Numerical Methods: To solve the above equations, the boundary surface is discretized into small elements, and the integrals are approximated using numerical quadrature methods, such as the Gaussian quadrature.

The boundary elements method allows for solving the electromagnetic problem in complex geometries with high accuracy and efficiency.

3. Results and Discussion

The scattering spectra of Cu nanoparticles in PVA and ethanol matrices are illustrated in Fig 1, with scattering cross-sections plotted against wavelength. The Cu/PVA system demonstrates a redshift in the scattering peak compared to Cu/ethanol, with the peak position shifted towards longer wavelengths. Additionally, the magnitude of the scattering cross-section for Cu/PVA is noticeably higher than that for Cu/ethanol. This redshift and increase in scattering intensity can be attributed to the higher refractive index of PVA compared to ethanol. When a nanoparticle is embedded in a medium with a higher refractive index, the localized surface plasmon resonance (LSPR) frequency tends to shift to lower energy, which corresponds to a longer wavelength. This is because the dielectric environment around the nanoparticle significantly affects the oscillation of conduction electrons on the nanoparticle's surface, which is the fundamental driver of LSPR. In the case of Cu/PVA, the PVA matrix (with a higher refractive index than ethanol) effectively increases the local dielectric constant around the nanoparticles, thereby causing a more pronounced redshift in the LSPR wavelength.

The stronger scattering in the Cu/PVA sample can also be advantageous for various optical applications where enhanced scattering is desired, such as in photothermal therapy, optical sensors, and other plasmonic devices. In these applications, tuning the scattering properties by selecting specific host matrices allows for optimized performance, which is essential in designing nanostructures for targeted optical responses. Thus, the findings underscore the role of the surrounding medium in dictating the optical properties of metal nanoparticles, highlighting the importance of matrix selection in nanophotonic applications.

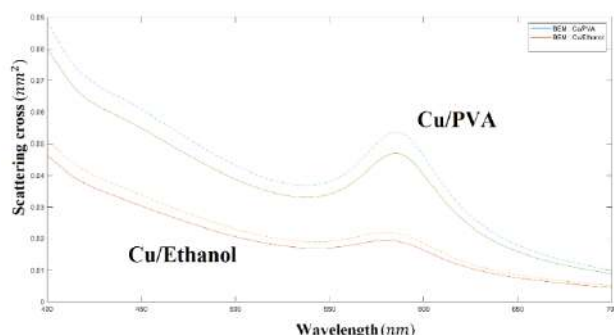


Fig 1: Comparison of Scattering Spectra of Cu Nanoparticles in PVA and Ethanol Matrices

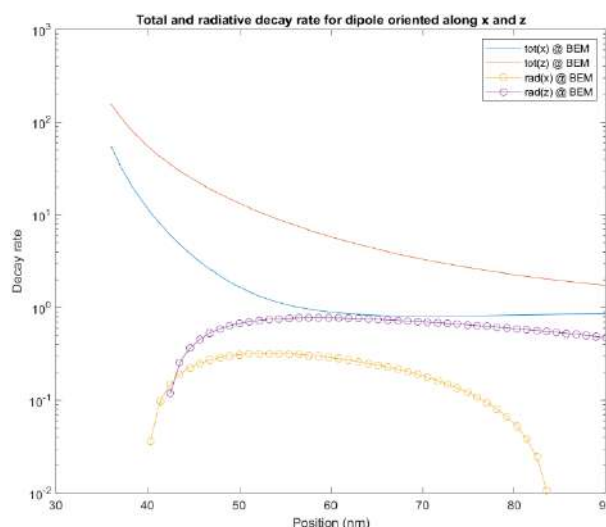


Fig 2: Total and Radiative Decay Rates for Copper Nanoparticle in PVA as a Function of Position, for Dipole Orientations Along the x and z Axes

The stronger scattering in the Cu/PVA sample can also be advantageous for various optical applications where enhanced scattering is desired, such as in photothermal therapy, optical sensors, and other plasmonic devices. In these applications, tuning the scattering properties by selecting specific host matrices allows for optimized performance, which is essential in designing nanostructures for targeted optical. Fig 2 showing the total and radiative decay rates for the dipole oriented along the x and z axes as a function of position provides insight into the interaction of the Cu nanoparticle with the surrounding PVA matrix. The results indicate that the decay rates are position-dependent, with noticeable differences along the x and z orientations.

The total decay rate typically reflects the overall energy loss, while the radiative decay rate is related to the energy radiated away by the nanoparticle. The variation in these rates as a function of position highlights the localized effects of the nanoparticle on the surrounding medium, which can be crucial for applications like sensing and energy harvesting.

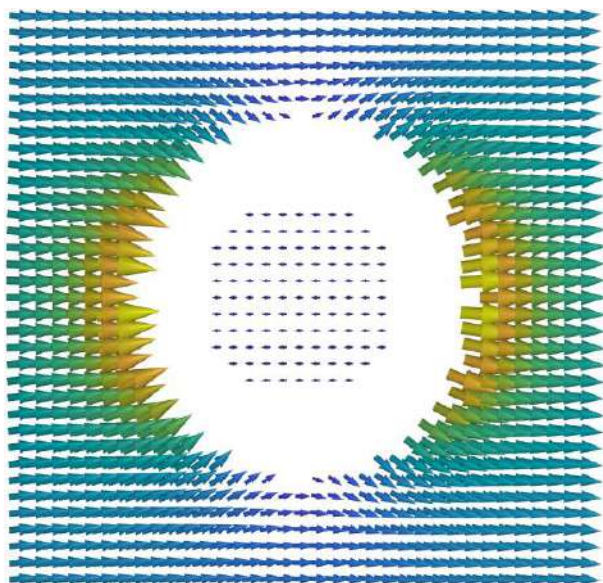


Fig 3: Electric Field Distribution Around a Cu Nanoparticle Embedded in PVA Matrix

The electric field map shown in Fig 3 represents the distribution of the electric field around a copper nanoparticle (Cu) within a PVA matrix under plane wave excitation. The field distribution is calculated using the BEM method in the quasistatic approximation.

The plot shows how the electric field varies in space due to the presence of the nanoparticle. In the case of Cu embedded in PVA, the electric field is highly localized near the nanoparticle's surface and decays rapidly as the distance from the particle increases. This field enhancement near the nanoparticle surface can be attributed to the surface plasmon resonance, which is particularly significant for metallic nanoparticles. These localized fields are important for applications in plasmonic sensing, as they enable strong interactions between the nanoparticle and the surrounding medium, which could be useful for detecting small changes in the environment or for energy harvesting applications.

4. Conclusion

In this study, BEM simulations were conducted to analyze the optical properties and field distributions of a

copper nanoparticle embedded in a PVA matrix. The results revealed the significant role of the surrounding medium in influencing the nanoparticle's scattering cross-section, decay rates, and electric field distribution. The Cu/PVA system exhibited a shift in the scattering peak towards longer wavelengths and enhanced scattering compared to Cu/ethanol, indicating the importance of the dielectric environment. These findings provide valuable insights for applications in sensing and energy harvesting, highlighting the tunability of optical properties based on the matrix material.

References

1. Akherat Doost, H., Majles Ara, M. H., & Koushki, E. (2016). Synthesis and complete Mie analysis of different sizes of TiO₂ nanoparticles. *Optik*, 127(4), 1946–1951.
2. Liu, Z., Xu, B., Cheng, Y., Si, M., Chu, X., Sun, M., & Fang, Y. (2023). Spectral analysis of oxidation on localized surface plasmon resonance of copper nanoparticles thin film. *Spectrochimica Acta Part A: Molecular and Biomolecular Spectroscopy*, 303, 123202.
3. Doost, H. A., Ghasedi, A., & Koushki, E. (2021). Electrical effects of AuNPs and PVA polymers on optical band gap and thermo-optical properties of TiO₂ nanoparticles. *Journal of Molecular Liquids*, 323, 115074.
4. Tenzer, R., Čunderlík, R., Dayoub, N., & Abdalla, A. (2012). Application of the BEM approach for a determination of the regional marine geoid model and the mean dynamic topography in the Southwest Pacific Ocean and Tasman Sea. *Journal of Geodetic Science*, 2(1), 8–14.
5. Dang, D. T.-X., Vu, N. H., Vu, T. T.-H., Thoai, N., Kawazoe, Y., Phan, B. T., & Nguyen-Manh, D. (2023). Combined density functional theory and boundary element methods study on optical and electronic properties of interfacial Au/TiO₂ defects. *Optical Materials*, X, 20, 100267.
6. Fahmy, M. A., & Toujani, M. (2024). Fractional Boundary Element Solution for Nonlinear Nonlocal Thermoelastic Problems of Anisotropic Fibrous Polymer Nanomaterials. *Computation*, 12(6), 117.

بررسی پاسخ بهره فوتولومینسانس پروسکایت های ابعاد پایین (دوبعدی) با تغییر اندازه دانه

سجاد رجبی قلعه ۱، سهراب احمدی کندجانی ۱، رضا خردمند ۱ و بابک علیائی ۲

۱ دانشکده فیزیک و پژوهشکده فیزیک کاربردی و ستاره شناسی، دانشگاه تبریز، تبریز-ایران

۲ پژوهشکده علوم مواد و فناوری، دانشگاه بیلکنت، آنکارا، ترکیه

چکیده - سلول های خورشیدی پروسکایتی به دلیل خواص الکترواپتیکی منحصر بفردشان مورد توجه محققان قرار گرفته است. پروسکایت های ابعاد پایین از جمله دو بعدی ها اخیرا به دلیل خواصی از جمله پایداری و بهره فوتولومینسانس زیاد در ساخت ادوات اپتیکی به کار می روند. در این کار با استفاده از قانون متیسن، چگالی نقص و بهره کوانتومی فوتولومینسانس براساس اندازه دانه در پروسکایت های دو بعدی و سه بعدی مورد ارزیابی قرار گرفته اند و داده ها نشان می دهند که بهره فوتولومینسانس در پروسکایت های دو بعدی نسبت به سه بعدی، در چگالی حاملین کوچک تر و اندازه دانه کوچک تر بیشتر است و نتایج تئوری بدست آمده برای فوتولومینسانس در این کار با نتایج تجربی مورد ارزیابی قرار گرفته اند و در توافق با همدیگر قرار دارند.

کلیدواژه - اندازه دانه، بهره کوانتومی فوتولومینسانس، پروسکایت های ابعاد پایین و قانون متیسن

Investigating the Response of Photoluminescence Yields for Low Dimension (2D) Perovskite with Changing Grain Size

Sajjad Rajabi-Ghaleh¹, Sohrab Ahmadi-Kandjani¹, Reza Kheradmand¹, and Babak Olyaeefar²

¹Faculty of Physics and Research Institute for Applied Physics and Astronomy (RIAPA), University of Tabriz, Tabriz, Iran

²UNAM - Institute of Materials Science and Nanotechnology, Bilkent University, Ankara, 06800, Turkey

S_rajabi@tabrizu.ac.ir, S_ahmadi@tabrizu.ac.ir, R_kheradmand@tabrizu.ac.ir, Babak.olyaeefar@unam.bilkent.edu.tr

Abstract- Perovskite solar cells have attracted the attention of researchers due to their unique electro-optical characteristics. Recently, low-dimensional perovskites, including two-dimensional ones, have been used in optical devices because of their properties such as stability and high photoluminescence efficiency. In this work, using the Matthiessen's rule, the defect density and the photoluminescence quantum yields (PLQY) as a function of grain size in two-dimensional and three-dimensional perovskites have been evaluated. The data show that the photoluminescence yields in two-dimensional perovskites is higher compared to three-dimensional ones, especially at lower carrier densities and smaller grain sizes. The theoretical results obtained for photoluminescence in this study were compared with experimental data and found to be in good agreement.

Keywords: Grain size, Low-dimensional perovskites, Matthiessen's rule, Photoluminescence quantum yields.

مقدمه

قانون متیسن یک قانون تجربی در فیزیک ماده چگال می باشد که به مقاومت یک فلز وابسته است و از پراکندگی الکترون در ماده تحت مکانیسم های متفاوت بدست می آید. مقاومت کل (ρ) یک فلز ناشی از دو مقاومت متفاوت می باشد. مقاومتی که به پراکندگی ناشی از دما که به وسیله ارتعاش شبکه (مانند فونون ها) (ρ_t) و مقاومت ناشی از پراکندگی به وسیله ناخالصی ها، نقص ها و جابجا شدگی (ρ_0) وابسته است یعنی $\rho = \rho_t + \rho_0$ [۶].

تئوری و نتایج

یکی از مهمترین شاخص ها برای مواد پروسکایتی دو بعدی در ساخت ادوات اپتیکی بهره کوانتومی فوتولومینسانس PLQY آنها می باشد. این بهره در پروسکایت های سه بعدی و باز ترکیب حاملین بار با استفاده از روابط زیر بیان می شوند [۶ و ۴]:

$$-\frac{dn}{dt} = k_1 n + k_2 n^2 + k_3 n^3 \quad (1)$$

$$PLQY = \frac{k_2}{k_1 + k_2 n + k_3 n^2} \quad (2)$$

در پروسکایت های باز ترکیب نوری می تواند باز ترکیب باند به باند یا اکسایتونی باشد k_2 در حالی که فرایندهای باز ترکیب غیر نوری، باز ترکیب شکلی-رید-هال k_1 (SRH) و باز ترکیب اندرکنش چند ذره (باز ترکیب اوزه k_3) باشد. اما همانطور که می دانیم انرژی پیوندی ساختارهای دو بعدی بسیار بالاتر از ساختار های سه بعدی است که در حد چند صد میلی الکترون ولت می باشد، بنابراین اکسایتون ها در این مواد پایدار هستند و جدا کردن آنها به بارهای آزاد در دمای اتاق دشوار است که این منجر به نرخ باز ترکیب تابشی مونومولکولار سریع می شود. از این رو، رابطه بین باز ترکیب و چگالی حاملین تغییر می کند پس معادله ۲ برای پروسکایت های دو بعدی مناسب نیست و رابطه مورد نظر برای ساختارهای دوبعدی در معادله ۳ نشان داده شده است. جایی که k_{trap} ضریب ثابت باز ترکیب مونومولکولار غیرتابشی و k ضریب ثابت باز ترکیب مونومولکولار تابشی و k_2 نرخ باز ترکیب اوزه می باشند [۴]. از این معادله می فهمیم که تاثیر چگالی حاملین روی نرخ باز ترکیب حاملین کاهش یافته است. در ساختارهای دو بعدی باز ترکیب اکسایتونی نه تنها با باز ترکیب مونومولکولار غیر تابشی رقابت می کند بلکه با باز ترکیب اوزه نیز رقابت می کند [۴].

پروسکایت های هیبریدی آلی- معدنی توجه بسیار زیادی را در سال های اخیر به علت خواص اپتوالکترونیکی منحصر بفردشان مانند پهنای باند بزرگ، بهره بالا، فوتولومینسانس زیاد، حاملین بار زیاد و هزینه ساخت پایین به خود جلب کرده اند [۱]. پروسکایت ها دریچه جدیدی را برای کاربردهای اپتوالکترونیکی مانند فتولتایک ها، آشکارسازها، دیودهای گسیل نوری و لیزرها باز کردند. در تحقیقات فتولتایکی، مواد پروسکایتی به یک بهره قابل توجه ۲۷/۵ درصد رسیده اند [۲]. مواد پروسکایتی توجه بسیاری را در زمینه فوتولتایک ها به عنوان یک پنجره جدید برای فوتولتایک های نسل بعدی به دلیل افزایش بهره در بازه زمانی کوتاه جلب کرده اند. در طی سال های اخیر فرایند ساخت سلول های خورشیدی پروسکایتی اصلاح شده است، دانش و اطلاعات درباره ی فیزیک آنها بهبود یافته و مهندسی دستگاه های جدید منجر به یک پیشرفت قابل توجهی شده است و به بهره بیشتر از ۲۷ درصد رسیده است [۲].

مواد پروسکایتی به دلیل خواص جالب شان مانند فوتولومینسانس، الکترومولومینسانس، ترابرد زیاد حاملین، ضریب جذب بالا و خواص غیر خطی خوب مورد توجه قرار گرفته اند [۳]. اخیرا توجه محققان به سمت ساختارهای با ابعاد پایین ۱D، 2D و 0D این مواد گرایش پیدا کرد [۴]. این مواد به دلیل خواص مختلفی که دارند در سلول های خورشیدی، دیودهای نور گسیل، آشکارسازها، لیزرها، و حسگرها مورد استفاده قرار گرفته اند ساختارهای دو بعدی به دلیل خواص منحصر به فرد فیزیکی و ساختارهای چاه کوانتومی و چاه دی الکتریک مورد توجه قرار گرفته اند. حضور ماده آلی بلندتر در این ساختارهای دو بعدی باعث پایداری پروسکایت ها شده است [۵].

ساختار پروسکایت های دو بعدی با استفاده از یک کاتیون آلی بلندتر (A') که مولکول جداکننده نامیده می شود، ساخته می شود که این کاتیون به پیش محلول پروسکایتی افزوده می شود تا اینکه ساختار دو بعدی ساخته شود. پروسکایت های دو بعدی دارای فرمول عمومی $(A')_m A_{n-1} B_n X_{3n+1}$ هستند. A' کاتیون آلی بزرگتر، A و B کاتیون و X آنیون و در نهایت n دارای مقدار صحیح مثبت است.

مشاهده می کنید، چگالی نقص برای حالت دو بعدی بیشتر از حالت سه بعدی است.

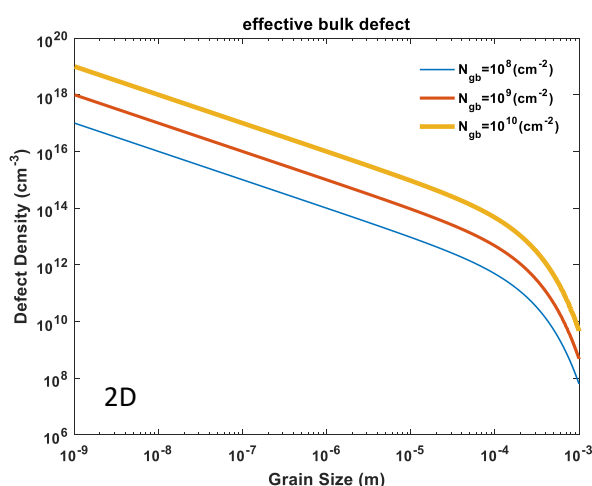
همچنین از نمودارهای ج و د می توان دریافت کرد که بهره کوانتومی فوتولومینسانس برای چگالی حاملین کمتر در حالت دو بعدی در اندازه دانه های کوچک تر، بیشتر از حالت سه بعدی است و داده های تجربی [۷]، فوتولومینسانس برای حالت دو بعدی با درصد خطای کمتری با داده های بدست آمده با شبیه سازی تقریباً یکسان می باشد. همچنین در حالت دو بعدی (د) در چگالی های کمتر (چهار چگالی بررسی شده است) بهره فوتولومینسانس بیشتری است که داده های تجربی مقاله [۴] این ادعا را اثبات می کند.

$$-\frac{dn}{dt} = (k_{\text{trap}} + k)n + k_2 n^2 \quad (3)$$

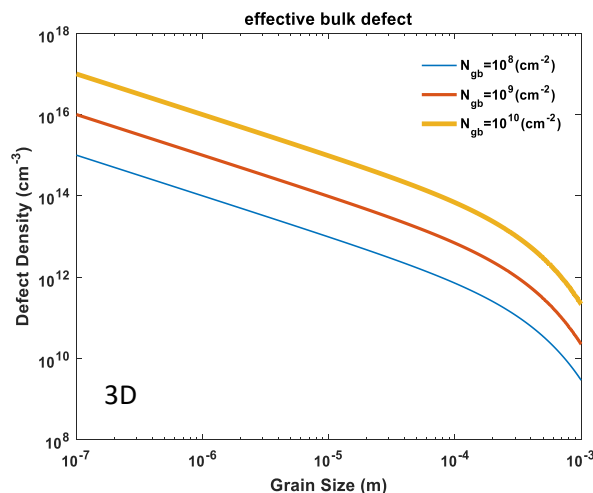
$$\text{PLQY} = \frac{k}{(k_{\text{trap}} + k) + k_2 n} \quad (4)$$

بنابراین در این کار با استفاده از قانون متیسن ابتدا چگالی نقص را برای مواد دو و سه بعدی رسم کرده و سپس روابط فوق برای مواد آنها بررسی شده است و با استفاده از داده های جدول ۱ نمودار فوتولومینسانس بر حسب اندازه دانه رسم شده است (شکل ۱ را ببینید).

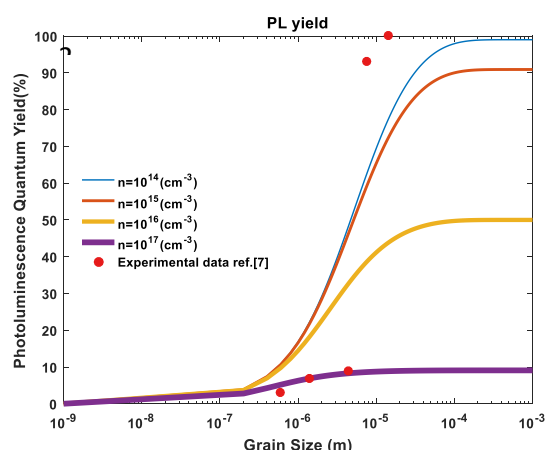
ابتدا با استفاده از قانون متیسن، چگالی نقص را برای حالت دو و سه بعدی بدست آورده شد. همانطور که در شکل ۱ الف و ب



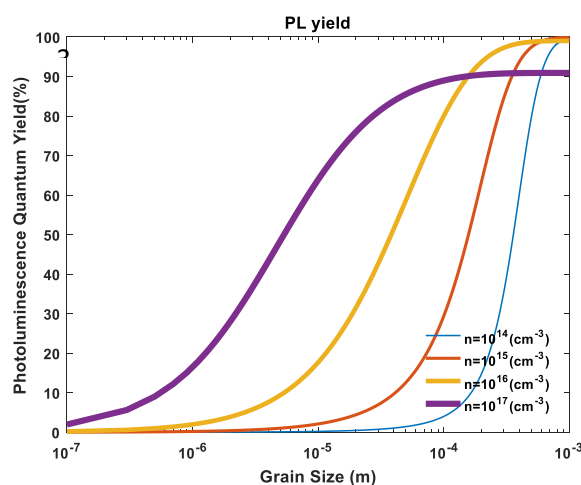
ب



الف



د



ج

شکل ۱. نمودار چگالی نقص برای حالت الف) 3D و ب) 2D و بهره کوانتومی فوتولومینسانس برای پروسکایت ج) 3D و د) 2D نقاط قرمز داده های تجربی مقاله [۷].

2. homepage Nc. <https://www.nrel.gov/pv/cell-efficiency.html>
3. Chu L, Ahmad W, Liu W, Yang J, Zhang R, Sun Y, et al. Lead-free halide double perovskite materials: a new superstar toward green and stable optoelectronic applications. Nano-Micro Letters. 11:1-18(2019).
4. Liu XK, Xu W, Bai S, Jin Y, Wang J, Friend RH, Gao F. Metal halide perovskites for light-emitting diodes. Nature Materials. 20(1):10-21(2021).
5. Mao L, Stoumpos CC, Kanatzidis MG. Two-dimensional hybrid halide perovskites: principles and promises. Journal of the American Chemical Society. 141(3):1171-90(2018).
6. Olyaeefar B, Ahmadi-Kandjani S, Asgari A. Classical modelling of grain size and boundary effects in polycrystalline perovskite solar cells. Solar Energy Materials and Solar Cells. 180:76-82(2018).
7. Hwang B, Park Y, Lee JS. Impact of grain size on the optoelectronic performance of 2D Ruddlesden-Popper perovskite-based photodetectors. Journal of Materials Chemistry C. 9(1):110-6 (2021).

نتیجه گیری

با بررسی نتایج بدست آمده از داده های پروسکایت های دو بعدی و سه بعدی با استفاده از روش متیسن، چگالی نقص در حالت دو بعدی و سه بعدی براساس اندازه دانه بررسی شد و به ازای چگالی مرزدانه های مختلف، چگالی نقص در حالت دو بعدی بیشتر از حالت سه بعدی است. همچنین بهره کوانتومی فوتولومینسانس در حالت دو بعدی نسبت به حالت سه بعدی، برای چگالی حاملین کوچکتر، بیشتر است و بهره فوتولومینسانس برای اندازه دانه های کوچکتر در حالت دو بعدی بیشتر از حالت سه بعدی است.

مرجع ها

1. Lin Q, Armin A, Nagiri RCR, Burn PL, Meredith P. Electro-optics of perovskite solar cells. Nature Photonics. 9(2):106-12(2015).

طراحی و تحلیل حسگر گاز مبتنی بر موجبر نوری سیلیکون نیتريد

فائزه بهرامی چناقلو، امیر حبیبزاده شریف* و افشین احمدپور

دانشکده مهندسی برق، دانشگاه صنعتی سهند، تبریز، ایران

چکیده - در این مقاله، طراحی سیستماتیک و تحلیل دقیق یک حسگر گاز مبتنی بر موجبر نوری سیلیکون نیتريد برای سنجش بخار آب و گاز متان ارائه شده است. سطح مقطع عرضی موجبر با استفاده از معیار شایستگی مبتنی بر ضرایب محدودشدگی نور در نواحی هسته، پوسته و زیرلایه بهینه شده و مقدار 3×0.5 میکرومتر مربع برای آن طراحی شده است. تحلیل عملکرد نوری این موجبر با استفاده از روش تفاضل متناهی حوزه زمان سه بعدی انجام شده و مشخصات نوری آن بدست آمده اند. سپس، عملکرد حسگری موجبر طراحی شده برای سنجش بخار آب و گاز متان به ترتیب در طول موج های 2.71 و 3.315 میکرومتر بررسی شده و مشخصات عملکرد حسگری آن مانند بیشینه حساسیت، طول بهینه ناحیه حسگری، کمینه غلظت قابل تشخیص ماده به ازای تلفات انتشاری 3 dB/cm حاصل شده اند. بر اساس این نتایج، حسگر گاز مبتنی بر موجبر نوری سیلیکون نیتريد از عملکرد خوبی در سنجش گازهای مورد نظر برخوردار است.

کلیدواژه- تحلیل مود نوری، حساسیت، حسگر گاز، سیلیکون نیتريد، موجبر نوری.

Design and analysis of optical gas sensor based on silicon nitride optical waveguide

Faezeh Bahrami-Chenaghloou, Amir Habibzadeh-Sharif*, and Afshin Ahmadpour

Faculty of Electrical Engineering, Sahand University of Technology, Tabriz, Iran

fa_bahrami@sut.ac.ir, sharif@sut.ac.ir*, af_ahmadpour@sut.ac.ir

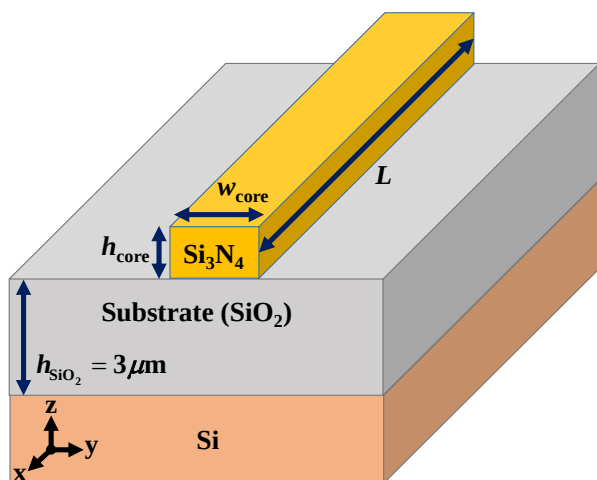
Abstract - In this paper, the systematic design and accurate analysis of a gas sensor based on a silicon nitride optical waveguide to evaluate the water vapor and Methane gas have been presented. The transverse cross-section of the waveguide has been optimized using a figure of merit based on the confinement factor of core, clad, and substrate regions, and the value of $3 \times 0.5 \mu\text{m}^2$ has been designed for it. The analysis of optical performance for this waveguide has been done using the three-dimensional finite-difference time-domain method, and its optical characteristics have been obtained. Then, the sensing performance of the designed waveguide to evaluate water vapor and Methane gas has been studied at the wavelengths of 2.71 and 3.315 μm , respectively, and its sensing performance characteristics, such as maximum sensitivity, optimal length of the sensing area, and minimum detectable concentration have been obtained for the propagation loss of 3 dB/cm. Based on these results, the gas sensor based on the silicon nitride optical waveguide has a good performance in evaluation of the desired gases.

Keywords: Optical mode analysis, Sensitivity, Gas sensor, Silicon nitride, Optical waveguide.

۱- مقدمه

SiO_2 , Si_3N_4 و هوا هستند. ابعاد بهینه این حسگر بر اساس معیارهای عملکرد نوری تک‌مود (به دلیل پیشگیری از پاشندگی بین مودی [۷]) و محدودشدگی مودی مناسب (به ویژه در ناحیه حسگری) طراحی می‌شوند. در شکل ۲، منحنی‌های ضریب شکست مؤثر مودهای هدایتی موجبر بر حسب w_{core} رسم شده‌اند. بر اساس این نتایج، با افزایش w_{core} تعداد مودهای هدایتی و ضریب شکست مؤثر آنها افزایش می‌یابند. در این طراحی به منظور تحقق عملکرد تک‌مود موجبر برای مود هدایتی پایه TE₁، محدوده مشترک w_{core} از ۲/۳۵ تا ۳/۴ میکرومتر برای دو طول موج کاری ۲/۷۱ و ۳/۳۱۵ میکرومتر در نظر گرفته می‌شود.

برای تحقق عملکرد حسگری مطلوب، موجبر نوری می‌بایست از محدودشدگی مود نوری بالایی در پوسته (همان ناحیه حسگری) برخوردار بوده و محدودشدگی مود نوری کوچکتری نیز در زیرلایه داشته باشد. لذا، معیار شایستگی $\text{FOM} = \Gamma_{\text{clad}} \times \Gamma_{\text{core}} / \Gamma_{\text{sub}}$ تعریف می‌شود. Γ_{clad} و Γ_{sub} به ترتیب ضرایب محدودشدگی مود هدایتی پایه برای نواحی پوسته، زیرلایه و هسته هستند. در شکل ۳، منحنی FOM بر حسب w_{core} نشان داده شده است. مقدار بهینه w_{core} با در نظر گرفتن این دو شرط تعیین می‌شود: ۱- به ازای مقدار بهینه w_{core} ، بیشینه مقدار FOM تحقق یابد. ۲- اعمال تolerانس ساخت $\pm 10\%$ درصد برای w_{core} بهینه موجب خروج آن از محدوده مشترک نشود. بنابراین، مقدار بهینه ۳ میکرومتر برای w_{core} بدست می‌آید.



شکل ۱: طرح سه‌بعدی موجبر Si_3N_4

در سال‌های اخیر، حسگرهای گاز مقرون به صرفه قابل حمل و هوشمند مبتنی بر فناوری مدارهای مجتمع نوری فشرده، برای نظارت بر گازهای گلخانه‌ای، تشخیص گازهای سمی و تحلیل بخار قابل انفجار پیشنهاد شده‌اند [۱، ۲]. برای توسعه این حسگرها، از موادی مانند سیلیکون (Si) و سیلیکون نیتريد (Si_3N_4) [۳] و موجبر نوری، که از ساختار ساده، هزینه کم و پیچیدگی پایین در فرآیند ساخت برخوردار است، استفاده شده است [۴]. موجبرهای متعددی مبتنی بر Si_3N_4 برای کاربرد حسگری طراحی شده‌اند. برای نمونه، در سال ۲۰۱۶ یک حسگر برای شناسایی گازهای دی‌اکسید کربن و متان در محدوده طول موجی مادون قرمز میانی طراحی شده و سه سناریوی مختلف برای سطح مقطع عرضی آن ($0.8 \times 0.6 \times 0.5$ و 1.7×1.0 میکرومتر مربع) در نظر گرفته شده‌اند. بیشینه حساسیت (S_{max}) و کمینه غلظت ماده قابل تشخیص (C_{min}) آن نیز مورد ارزیابی قرار گرفته‌اند [۵]. همچنین، در سال ۲۰۲۰ یک حسگر مجتمع با سطح مقطع عرضی 1.6×1.5 میکرومتر مربع برای تشخیص گازهایی مانند دی‌اکسید کربن، آمونیاک و متان در محدوده طول موجی ۲/۷ تا ۳/۴ میکرومتر طراحی شده است [۴]. در سال ۲۰۲۲ نیز یک حسگر مبتنی بر موجبری با عرض ۱۰ میکرومتر برای شناسایی ترکیبات آلی فرار در محدوده طول موجی ۳ تا ۳/۶ میکرومتر ارائه شده است [۶].

در این مقاله، طراحی سیستماتیک و تحلیل دقیق یک حسگر گاز مبتنی بر موجبر Si_3N_4 ارائه شده است. سطح مقطع عرضی بهینه موجبر 0.5×3 میکرومتر مربع طراحی شده و عملکرد حسگری آن برای سنجش بخار آب (H_2O) و گاز متان (CH_4)، که به ترتیب در طول موج‌های ۲/۷۱ و ۳/۳۱۵ میکرومتر دارای قله جذب هستند، مورد ارزیابی قرار گرفته و مشخصات عملکردی حسگر مانند S_{max} ، طول بهینه ناحیه حسگری (L_{opt}) و C_{min} مورد مطالعه قرار گرفته‌اند.

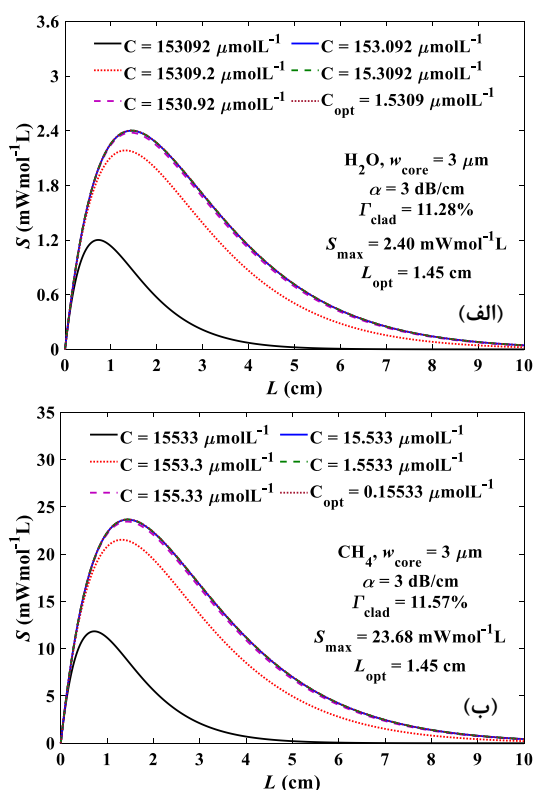
۲- طراحی حسگر و تحلیل عملکرد نوری

طرح سه‌بعدی حسگر گاز مبتنی بر موجبر Si_3N_4 مطابق شکل ۱ است. ضخامت لایه هسته (h_{core}) 0.5 میکرومتر بوده و عرض هسته و طول موجبر به ترتیب با w_{core} و L مشخص شده‌اند. مواد بکار رفته در هسته، زیرلایه و پوسته به ترتیب از جنس

حساسیت $[\lambda] = 39.997$, $\epsilon_{CH_4} = 384.346 \text{ Lmol}^{-1}\text{cm}^{-1}$. حسگر گاز با تغییر توان نور خروجی به عنوان تابعی از غلظت گاز با واحد W/molL^{-1} تعریف می شود $[\delta]$:

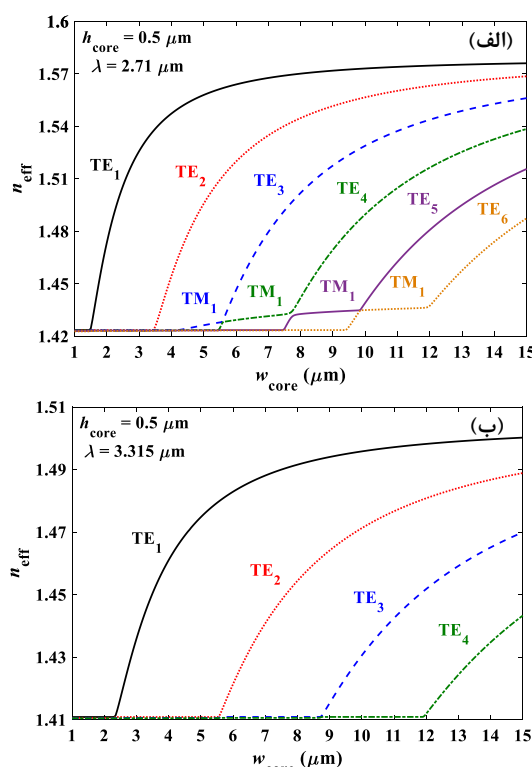
$$S = |dP/dC| = \epsilon \Gamma_{\text{clad}} LP_0 \exp(-\epsilon \Gamma_{\text{clad}} CL - \alpha L) \quad (1)$$

با $P_0 = 1 \text{ mW}$ در نظر گرفته شده است. لازم به ذکر است که با افزایش غلظت مولکول های گاز، میرایی توان در خروجی حسگر افزایش می یابد. بنابراین، به منظور دستیابی به یک حسگر گاز با عملکرد مطلوب، می بایست شرط $\Gamma_{\text{clad}} \epsilon C < \alpha$ برقرار باشد $[\delta]$. با در نظر گرفتن $\alpha = 3 \text{ dB/cm}$ ، نتایج حساسیت حسگر گاز به ازای مقادیر مختلف C برای سنجش گازهای مورد نظر تحلیل شده و نتایج حاصل در شکل ۴ نشان داده شده اند.

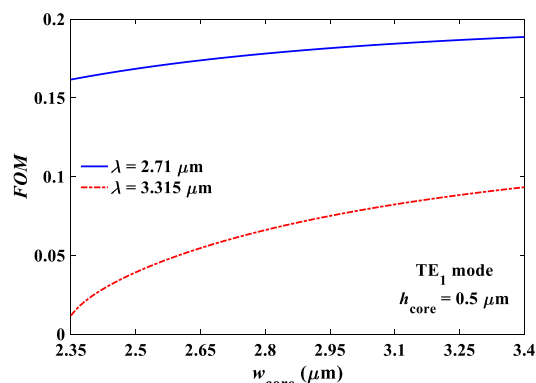


شکل ۴: حساسیت حسگر گاز بر حسب طول موجبر برای مولکول های H_2O (الف) و CH_4 (ب)

مطابق این نتایج، S و L_{opt} با کاهش غلظت گاز افزایش یافته و به مقادیر نهایی خود همگرا می شوند. برای تحقق S_{max} می بایست غلظت گازها برابر C_{opt} باشد. اما با توجه به همگرایی منحنی های حساسیت، به ازای غلظت های بزرگتر نیز تقریباً همان نتایج بدست آمده برای S_{max} تحقق می یابند. از طرفی،



شکل ۲: ضریب شکست مؤثر مدهای هدایتی موجبر برای طول موج کاری (الف) $2.71 \mu\text{m}$ میکرومتر و (ب) $3.315 \mu\text{m}$ میکرومتر.



شکل ۳: FOM مود هدایتی پایه بر حسب w_{core} .

۳- تحلیل عملکرد حسگری

در این بخش، عملکرد حسگری موجبر طراحی شده با استفاده از روش طیف سنجی جذبی مادون قرمز برای سنجش گازهای H_2O و CH_4 تحلیل می شود. توان خروجی حسگر نوری مطابق قانون Beer-Lambert عبارتست $P = P_0 \exp(-\Gamma_{\text{clad}} \epsilon C L - \alpha L)$. P_0 ، L و α به ترتیب توان نور ورودی، طول ناحیه حسگری و تلفات ذاتی موجبر بوده و ϵ و C نیز به ترتیب جذب مولی و غلظت گاز هستند ($\epsilon_{H_2O} =$

ارائه شد. سطح مقطع عرضی بهینه 3×0.5 میکرومتر مربع موجب نشان می‌دهد که این حسگر در مقایسه با کارهای قبلی ابعاد کوچکتری دارد. S_{max} و L_{opt} برای H_2O برابر $2.40 \text{ mWmol}^{-1}\text{L}$ و 1.45 cm و 0.0265 ppm و برای گاز CH_4 برابر $23.68 \text{ mWmol}^{-1}\text{L}$ و 1.45 cm و 0.0024 ppm بدست آمدند. با ارزیابی مشخصات نوری و حسگری درمی‌یابیم که این حسگر از عملکرد قابل قبولی برای تشخیص بخار آب و گاز متان برخوردار است.

مرجع‌ها

- [1] J. Wu, et al., On-chip optical gas sensors based on group-IV materials. ACS photonics, Vol. 7, No. 11, pp. 2923-2940, 2020.
- [2] A. Hänsel, and M.J. Heck, Opportunities for photonic integrated circuits in optical gas sensors. J. Phy. Photonics, Vol. 2, No. 1, pp. 012002, 2020.
- [3] M.A. Butt, Integrated optics: platforms and fabrication methods. Encyclopedia, Vol. 3, No. 3, pp. 824-838, 2023.
- [4] N. Koompai, et al., Analysis of Si₃N₄ waveguides for on-chip gas sensing by optical absorption within the mid-infrared region between 2.7 and 3.4 μm . Res. in Phy., Vol. 16, pp. 102957, 2020.
- [5] A. Gutierrez-Arroyo, et al., Theoretical study of an evanescent optical integrated sensor for multipurpose detection of gases and liquids in the Mid-Infrared. Sensors and Actuators B: Chemical, Vol. 242, pp. 842-848, 2017.
- [6] J. Zhou, et al., Detection of volatile organic compounds using mid-infrared silicon nitride waveguide sensors. Sci Rep, Vol. 12, No. 1, pp. 5572, 2022.
- [7] F. Bahrami-Chenaghlo, A. Habibzadeh-Sharif, and A. Ahmadpour, Systematic design and analysis of a compact ultra-low loss graphene-based multilayer hybrid plasmonic waveguide. Photo. Nan.-Funda. App., Vol. 53, pp. 101088, 2023.
- [8] L.S. Rothman, et al., The HITRAN 2008 molecular spectroscopic database. Journal of Quantitative Spec. Rad. Tran., Vol. 110, No. 9-10, pp. 533-572, 2009.
- [9] The National Institute for Occupational Safety and Health (NIOSH).

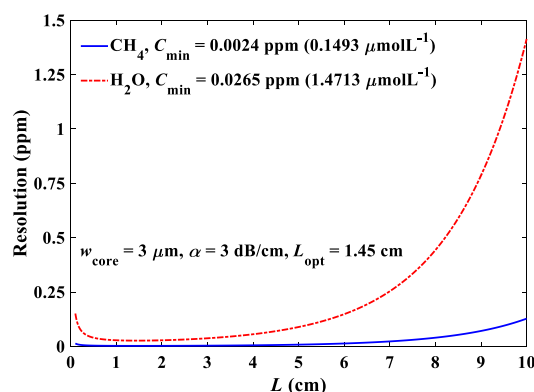
حسگر به ازای گازهای مختلف، L_{opt} یکسانی دارد. در واقع، مطابق معادله (۱)، با تغییر نوع گاز، فقط دامنه حساسیت تغییر کرده و L_{opt} تغییر محسوسی ندارد.

کمینه غلظت ماده قابل تشخیص، یعنی C_{min} حد تشخیص آن نامیده شده و به صورت زیر محاسبه می‌شود [۴]:

$$Resolution = \frac{-\ln \left[1 - \frac{SNR \cdot NEP \cdot \sqrt{B}}{P_0 \exp(-\alpha L)} \right]}{\varepsilon \Gamma_{clad} L} \quad (2)$$

که $SNR = 10$ ، $NEP = 5 \times 10^{-12} \text{ W/Hz}^{-1/2}$ و $B = 5 \text{ kHz}$ به ترتیب، نسبت سیگنال به نویز، توان معادل نویز و پهنای باند آشکارساز نوری در اندازه‌گیری حسگر هستند.

در شکل ۵، منحنی‌های حد تشخیص بر حسب طول موجبر و مقادیر C_{min} برای H_2O و CH_4 ارائه شده‌اند. مطابق این نتایج، با افزایش L ، مقدار غلظت گاز قابل تشخیص افزایش می‌یابد. از طرفی، مقادیر C_{min} هر گاز، می‌بایست از مقادیر غلظت مجاز توصیه شده توسط اداره ایمنی و بهداشت حرفه‌ای (COSHA) کمتر باشند. COSHA برای گاز متان 1000 ppm (62.220 mmolL^{-1}) است [۹]. بنابراین، حسگر طراحی شده از عملکرد قابل قبولی برخوردار است.



شکل ۵: وضوح تشخیص حسگر گاز بر حسب طول موجبر.

۴- نتیجه‌گیری

در این مقاله، طراحی سیستماتیک، شبیه‌سازی تمام‌موج و تحلیل دقیق عملکرد حسگر گاز مبتنی بر موجبر نوری با فناوری Si₃N₄

خواص غیرخطی نوری زانتن برم دار

محمد پارسا دولت یاری^۱، مرتضی عبداللهی شریف^{۱*}، نادر نوروزی پسیان^۲، محمد جانقوری^۱

۱- گروه مهندسی اپتیک و لیزر، دانشکده مهندسی برق، دانشگاه صنعتی ارومیه

۲- دپارتمان شیمی آلی، دانشکده شیمی، دانشگاه ارومیه

چکیده- در این مقاله ضریب شکست غیرخطی تزویج غیر متعارفی از یک نمونه زانتن با استفاده از تکنیک Z-scan بدست آمده است. نشان داده شده است که پاسخ غیرخطی بسیار بالا و از مرتبه $10-14 \text{ m}^2/\text{W}$ می باشد. بعنوان شاهد، الگوی مدولاسیون خودفاز نیز بدست آمده است. نتایج حاکی از آنست که این ماده برای روشهای تصویربرداری غیرخطی نوری در زیست شناسی و پزشکی مناسب است.

کلیدواژه- ضریب شکست غیرخطی، زانتن، تکنیک Z-scan، مدولاسیون خودفاز.

Nonlinear optical properties of brominated xanthene

Parsa Dolatyari¹, Morteza A. Sharif^{1*}, Nader Noroozi Pesyan², Mohammad Janghour¹

1- Optics and Laser Engineering Group, Faculty of electrical engineering, Urmia University of Technology

2- Department of Organic Chemistry, Faculty of Chemistry, Urmia university

* m.abdolahisharif@ee.uut.ac.ir

Abstract- In this research, the nonlinear optical refraction of an unusual coupling of the brominated xanthene sample is obtained using Z-scan measurement. It is shown that the nonlinear response is as quite large inasmuch as the order of $10-14 \text{ m}^2/\text{W}$. Self-Phase Modulation pattern is also recorded as an evidence. It is deduced that the material is suitable for nonlinear optical microscopy and imaging in biology and medicine.

Keywords: Nonlinear refractive index, Xanthene, Z-scan technique, Self-Phase Modulation.

1. Introduction

Xanthene is a chemical compound with the heterocyclic formula C₁₃H₁₀O i.e. it consists of two benzene rings connected with a methylene group and an atom of oxygen. Xanthene and its derivatives are important for their usefulness in producing fluorescent dyes. Xanthene-based dyes particularly have major applications in optics. For example, fluorescein and rhodamines are widely used as fluorescent markers. They can be advantageous in Dye-lasers, optical sensors, optogenetics, medical diagnosis and imaging and photodynamic therapies [1-3].

Xanthene derivatives with bromine atoms, often referred to brominated xanthenes, show unique characteristics. Long-term imaging and sensing can be certified by brominated xanthenes due to the photostability. On the other hand, brominated xanthene derivatives may exhibit enhanced biological activities, such as increased cytotoxicity against certain cancer cells, making them potential candidates for therapeutic applications[4-5].

Nonlinear optical approaches like two-photon excitation provide pivotal tools for novel optical imaging techniques including molecular and medical imaging [6-8]. Although, brominated xanthenes were extensively studied, their nonlinear optical properties are not yet clearly measured. In this research, we measure the nonlinear optical refraction of an unusual coupling product of the brominated xanthene using a precise Z-scan technique. We find that the nonlinear refractive index is significantly large to cause Self-Phase Modulation (SPM) for a low-threshold driving beam.

2. Materials and Method

We use an as-prepared sample of unusual coupling of 4-(3,3-dimethyl-1-oxo-2,3,4,9-tetrahydro-1H-xanthen-9-yl)-5-hydroxycyclohex-4-ene-1,3-dione in the presence nanocatalyst Fe₃O₄@C/KP23@MnCl₂ in accordance with [9]. We also use a standard Z-scan close aperture optical setup with a laser diode of maximum power 130 mW and 532 nm wavelength as a light source and Coherent Lab Master device as a power meter. The schematic illustration of the optical setup is shown in Fig.1. As well, the chemical formula of the sample is shown in Fig.2.

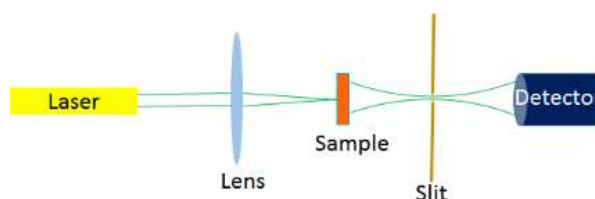


Fig. 1: Schematic illustration of Close aperture Z-scan setup

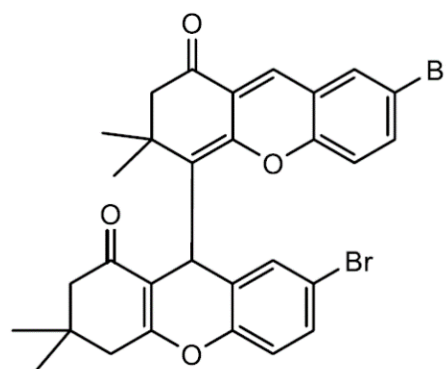


Fig. 2: Unusual coupling product of brominated xanthene

The rest is to move the sample along the optical axis (say z) and then to record the transmitted power for each displacement. One can use an empirical formula to obtain the nonlinear refractive index as given in Eq.(1).

$$\Delta T_{pv} = 0.406\Phi^{(NL)}, \quad (1)$$

where ΔT_{pv} is the peak to valley transmittance of the obtained Fano-like diagram and $\Phi^{(NL)}$ is the nonlinear phase shift that reads $\Phi^{(NL)} = n_2 (\omega / c) I_0 L_{eff}$ in which n_2 is the nonlinear refractive index to be measured, ω is the light frequency, I_0 is the light intensity and L_{eff} is the effective length of the nonlinear medium (sample).

3. Results and discussion

3.1. Nonlinear refractive index

The Fano-like diagram obtained via close aperture Z-scan technique is shown in Fig.3. Using Eq.(1), the nonlinear refractive index of the sample can be obtained as $n_2 = -4.01 \times 10^{-14} \text{ m}^2/\text{W}$ which is a considerably large value if one notes that the beam waist of the light is $2.5 \times 10^{-7} \text{ m}^2$. The minus sign indicates that the medium has a self-defocusing feature like diffraction.

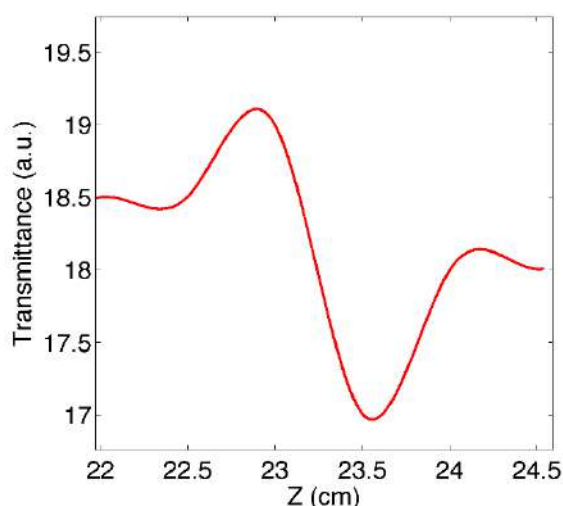


Fig. 3: Fitted Close Aperture Z-scan data as a Fano-like diagram

3.2. Self-Phase Modulation

In order to verify the measurement, one may need to seek the SPM pattern as an evidence. The laser diode of the maximum power 130 mW and 532 nm wavelength is used to obtain the pattern as obviously shown in Fig.4. Multiple visible rings of the pattern indicates that the nonlinear response is quite large while the non-uniform feature of the pattern is a conventional fact resulted for the laser-beam induced temperature gradient within the ink sample.

In accompany with the fluorescent characteristic, the large nonlinear response of the sample can guarantee the application in non-destructive imaging techniques.

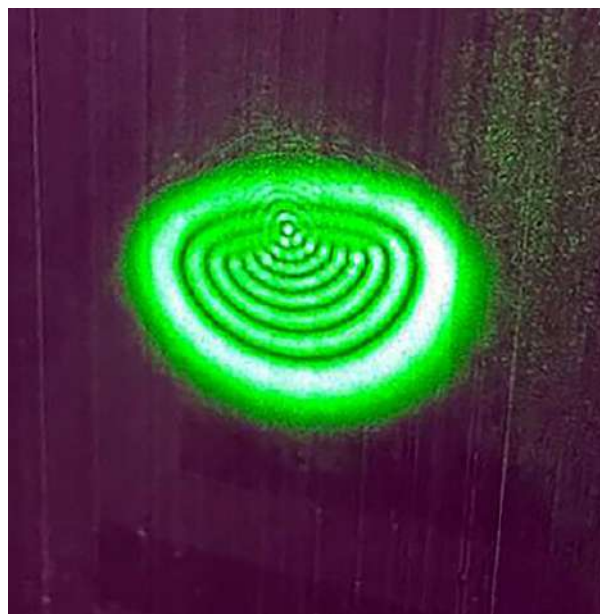


Fig. 4: SPM pattern of the nonlinear medium

References

- 1- S. Kamino and M. Uchiyama, "Xanthene-based functional dyes: towards new molecules operating in the near-infrared region," *Organic & Biomolecular Chemistry*, vol. 21, no. 12, pp. 2458–2471, Mar. 2023.
- 2- Y. Gao and Z. Lei, "The pursuit of xanthenoid fluorophores with near-infrared-II emission for in vivo applications," *Analytical and Bioanalytical Chemistry*, vol. 415, no. 18, pp. 3789–3797, Nov. 2022.
- 3- H. TSUBOMURA, M. MATSUMURA, Y. NOMURA, and T. AMAMIYA, "Dye sensitised zinc oxide: aqueous electrolyte: platinum photocell," *Nature*, vol. 261, no. 5559, pp. 402–403, Jun. 1976.
- 4- O. K. Farat et al., "Novel xanthene-like dyes: synthesis and spectral properties," *Monatshefte für Chemie*, vol. 153, no. 5–6, pp. 443–459, May 2022, doi: <https://doi.org/10.1007/s00706-022-02931-x>.
- 5- G. Shabir, A. Saeed, and P. Ali Channar, "A Review on the Recent Trends in Synthetic Strategies and Applications of Xanthene Dyes," *Mini-Reviews in Organic Chemistry*, vol. 15, no. 3, pp. 166–197, Apr. 2018.
- 6- S. Yue, M. N. Slipchenko, and J.-X. Cheng, "Multimodal nonlinear optical

microscopy,” *Laser & Photonics Reviews*, vol. 5, no. 4, pp. 496–512, Mar. 2011.

7- B. Gu, C. Zhao, A. Baev, K.-T. Yong, S. Wen, and P. N. Prasad, “Molecular nonlinear optics: recent advances and applications,” *Advances in Optics and Photonics*, vol. 8, no. 2, pp. 328–328, Jun. 2016.

8- P. J. Campagnola, M. Wei, A. Lewis, and L. M. Loew, “High-Resolution Nonlinear Optical Imaging of Live Cells by Second Harmonic Generation,” *Biophysical Journal*, vol. 77, no. 6, pp. 3341–3349, Dec. 1999.

9- S. Mohammadlou and N. Noroozi Pesyan, “Supramolecular grafting and stabilization of manganese complex on kryptofix23 modified Fe₃O₄@carbon nanosphere: as highly efficient,

reusable, and clean nanocatalyst for xanthene’s unusual coupling,” *Journal of Porous Materials*, Aug. 2022.

10- E. W. Van and Mansoor Sheik-Bahae, “Z-scan technique for nonlinear materials characterization,” *Proceedings of SPIE, the International Society for Optical Engineering/Proceedings of SPIE*, Jun. 1997.

11- L. Pálfalvi, B. C. Tóth, G. Almási, J. A. Fülöp, and J. Hebling, “A general Z-scan theory,” *Applied physics. B, Lasers and optics*, vol. 97, no. 3, pp. 679–685, Jul. 2009.

طراحی مشدد نوری پایدار در لیزر شبه پیوسته Nd:YAG/Nd:YVO4 در بازه نرخ تکرار ۲۰ تا ۲۰۰ کیلوهرتز

عباس ملکی، حسن میرزاخانی، مهدی دهقان باغی، سعید ناظم و علیرضا پژ

دانشگاه صنعتی مالک اشتر اصفهان - مجتمع علوم کاربردی نوین - پژوهشکده اپتیک و لیزر

چکیده - در این مقاله به طراحی و محاسبات کمیت های مشدد نوری پایدار در یک لیزر شبه پیوسته Nd:YAG/Nd:YVO4 در بازه نرخ تکرار ۲۰ تا ۲۰۰ کیلوهرتز پرداخته شده است. در این طراحی جهت محاسبه اثر عدسی گرمایی از میانگین مقادیر کمیت های نوری، حرارتی و فیزیکی ترکیب دو بلور Nd:YAG/Nd:YVO4 به ترتیب با درصد های ۸۰ و ۲۰ با ابعاد ۲۰ و ۶ میلی متر استفاده شده است. مشدد بهینه انتخاب شده دارای طول مشدد ۹۲ میلی متر و آینه های لیزری به ترتیب با شعاع انحنای بی نهایت و ۵۰۰ میلی متر بوده است. کمیت های هندسی بهینه مشدد فعال دارای مقادیر $g_1^* = 0.11$, $g_2^* = 0.87$ و مقدار فاصله کانونی عدسی گرمایی در نرخ تکرار بیشینه ۲۰۰ کیلوهرتز، ۰.۰۶ متر بدست آمد.

کلیدواژه- مشدد فعال، کمیت های هندسی مشدد، فاصله کانونی عدسی گرمایی، ساختار دو بلوری

Design of a stable optical resonator in a quasi-continuous Nd:YAG/Nd:YVO4 laser in the repetition rate ranges of 20 to 200 kHz

A.Maleki, H.Mirzakhani, M.M.Dehghan, S.Nazem and A.Pezh

abbasmaleki56@gmail.com, hasanpe76@gmail.com

Abstract - In this paper, the design and calculations of stable optical resonator parameters in a quasi-continuous Nd:YAG/Nd:YVO4 laser in the repetition rate ranges of 20 to 200 kHz have been presented. In this design, the average values of optical, thermal and physical parameters of the combination of dual-crystal Nd:YAG/Nd:YVO4 with percentages of 80 and 20, with dimensions of 20 and 6 mm, respectively, have been used to calculate the thermal lens effect. The optimal optical resonator selected has an optical length of 92 mm and the laser mirrors have infinite and 500 mm radius of curvature, respectively. The optimal geometric parameters of the active resonator have the values $g_1^* = 0.11$, $g_2^* = 0.87$, and the focal length of the thermal lens at the maximum repetition rate of 200 kHz is 0.06 m.

Keywords: Active resonator, Geometric parameters of the resonator, Focal length of the thermal lens, Dual crystal structure

مقدمه

پرتوان بهره برد. همچنین Nd:YVO₄ در مقایسه با Nd:YAG دارای ضریب جذب بالا، قطبیدگی ذاتی و بازده بالا و قابلیت استفاده در لیزرهای با نرخ تکرار بالا بسیار مورد توجه قرار گرفته است [۷].

ب) اثر عدسی گرمایی (FR)

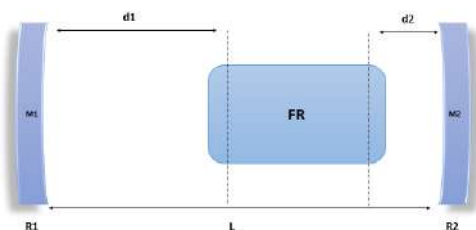
ماده فعال لیزری در اثر حرارت ایجاد شده، مشابه یک عدسی ضخیم عمل می کند که مقدار فاصله کانونی این عدسی گرمایی طبق رابطه ی ۱ بدست می آید:

$$F_R = \frac{\pi k w_p^2}{P_h \left(\frac{dn}{dT} \right)} \left(\frac{1}{-\exp(-\alpha l)} \right)$$

که در آن k ضریب حرارتی، w_p شعاع دمشی، P_h توان گرمایی، تغییرات ضریب شکست بر حسب دما، α ضریب جذب و l طول بلور است.

ج) تحلیل مشدد فعال

در شکل ۱ طرحواره مشدد فعال به همراه عدسی گرمایی نشان داده شده است:



شکل ۱: طرحواره مشدد نوری لیزر همراه با عدسی گرمایی FR، R1، R2 شعاع انحنای آینه های لیزر، L طول مشدد نوری، d1 و d2 فاصله صفحات اصلی از آینه های مشدد می باشند.

در تحلیل پایداری مشدد فعال روابط ۲ بکار برده می شود [۶]:

$$\begin{aligned} g_1^* &= g_1 - \frac{d_2}{f} \left(1 - \frac{d_1}{R_1} \right) \\ g_2^* &= g_2 - \frac{d_1}{f} \left(1 - \frac{d_2}{R_2} \right) \\ L^* &= d_1 + d_2 - \frac{d_2 d_1}{f} \end{aligned} \quad (2)$$

لیزرهای با نرخ تکرار بالا از مرتبه چندین ۱۰ کیلو هرتز به عنوان منابع مفید لیزری در حوزه های مختلف پزشکی، نظامی، صنعتی و تحقیقاتی مورد استفاده قرار می گیرند.

از این لیزرها می توان در سامانه های تمیز کاری سطوح توسط لیزر، نشانه گذارهای لیزری، سامانه های شناسایی اهداف هوایی و لیدار استفاده نمود. همچنین از این نوع لیزرها به عنوان منبع نوری مناسب جهت تولید هارمونیک دوم لیزر (SHG) و نوسانگر پارامتریک نوری (OPO) استفاده نمود [۴-۱].

یکی از اجزاء مهم هر لیزر حالت جامدی، ساختار مشدد نوری آن است که با توجه به شرایط دمش از جمله نرخ تکرار و انرژی دمشی انتخاب می گردد. ماده فعال لیزری در اثر حرارت ایجاد شده، مشابه یک عدسی ضخیم عمل می کند که مقدار فاصله کانونی این عدسی گرمایی در لیزرهای پرتوان در تعیین پایداری مشدد نقش اساسی دارد که می تواند ناحیه پایداری مشدد را تغییر دهد [۵، ۶].

از روابط مشدد های پایدار فعال که در ادامه به آنها پرداخته می شود، نقش FR، شعاع انحنای آینه های مشدد، طول مشدد، ابعاد، ضرایب شکست، ضرایب جذب و سایر مشخصات فیزیکی و نوری بلورها در تحلیل و محاسبات مشدد موثر و تعیین کننده هستند [۵، ۶]. در این مقاله با محاسبه مقدار فاصله کانونی $F_R = 0.06 \text{ m}$ ، انتخاب شعاع انحنای آینه های مشدد، طول مشدد، ابعاد، ضرایب شکست و ضرایب جذب بلورها، کمیت های هندسی مشدد بهینه در نرخ تکرار بیشینه ۲۰۰ کیلوهرتز $g_1^* = 0.87$ ، $g_2^* = 0.11$ بدست آمد.

طراحی مشدد نوری لیزر Nd:YVO₄/ Nd:YAG

الف) ویژگی های بلورهای Nd:YVO₄ و Nd:YAG

بلورهای Nd:YVO₄ و Nd:YAG از جمله متداول ترین محیط های فعال در لیزرهای حالت جامد هستند. Nd:YAG به دلیل پایداری حرارتی بالا، کارایی و قابلیت جذب بالا در طول موج های مختلف دمشی، در بسیاری از لیزرها استفاده می شود. ویژگی های نوری آن باعث می شود که بتوان از آن در لیزرهای

جدول ۱: نتایج مربوط به محاسبات کمیت های هندسی مشدد در نرخ
تکرار ۲۰ تا ۲۰۰ کیلوهرتز

P. R. R(kHz)	g_1^*	g_2^*	$g_1^*g_2^*$	$F_R(m)$	P_h
۲۰	0/91	0/94	0/85	0/67	1/20
۴۰	0/82	0/93	0/76	0/33	2/40
۶۰	0/73	0/92	0/67	0/22	3/60
۸۰	0/64	0/91	0/59	0/16	4/81
۱۰۰	0/55	0/90	0/50	0/13	6/01
۱۲۰	0/46	0/90	0/42	0/11	7/21
۱۴۰	0/38	0/89	0/34	0/09	8/42
۱۶۰	0/29	0/88	0/25	0/08	9/62
۱۸۰	0/20	0/87	0/17	0/07	10/82
۲۰۰	0/11	0/87	0/10	0/06	12/03

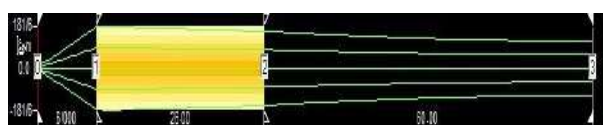
از جدول ۱ جهت انتخاب نقطه پایداری بر حسب نرخ های تکرار
مختلف استفاده می شود. نتایج نشان می دهد که با افزایش نرخ
تکرار لیزر فاصله کانونی عدسی گرمایی کاهش می یابد و در
نتیجه نقطه پایداری به سمت ناحیه ناپایداری می رود. همچنین
با تغییر فواصل آینه ها از بلور و تغییر شعاع انحنای آینه ها ،
ناحیه پایداری دچار تغییر شده و با بررسی مقادیر مختلف، بهینه
ترین حالت برای پایداری، برای فاصله آینه اول از بلور ۶ میلی
متر و فاصله آینه دوم از بلور ۶۰ میلی متر بدست آمد. همچنین
بهینه ترین حالت شعاع انحنای برای این مشدد نیز بررسی شد
که شعاع انحنای برای آینه اول، بینهایت و آینه دوم، ۵۰۰ میلی متر
انتخاب شد. در شکل ۳ نمودار تغییرات فاصله کانونی عدسی
گرمایی بر حسب نرخ تکرار دمش رسم شده است. مشاهده می-
شود که با افزایش نرخ تکرار ، فاصله عدسی گرمایی به صورت
نمایی کاهش می یابد.

که کمیت های استفاده شده در روابط بالا در شکل ۱ معرفی شده
اند و g_1 و g_2 کمیت های هندسی مشدد می باشند. در بررسی
پایداری مشدد از رابطه ۳ استفاده می شود [۶]:

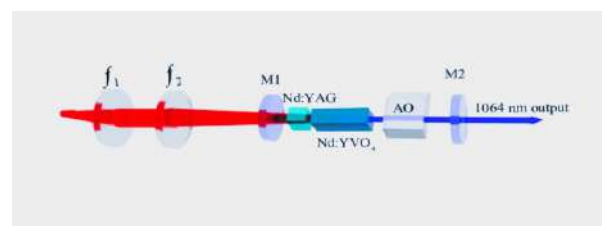
$$(۳) \quad 0 \leq g_1^*g_2^* \leq 1$$

ساختار مشدد نوری

مشدد نوری، یکی از اجزای مهم در لیزر است که نقش اصلی را
در شکل دهی پرتو لیزر دارد که طرحواره آن در شکل ۲ آورده
شده است:



شکل ۲ الف: طرحواره مشدد فعال در نرم افزار LASCAD



شکل ۲ ب: طرحواره مشدد فعال به همراه دمش از انتها

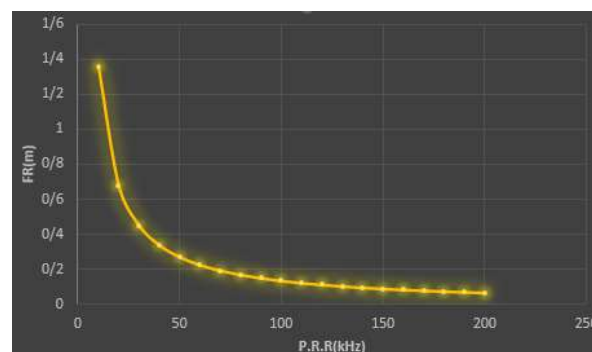
چنانچه در شکل ۲ مشاهده می شود طول بهینه برای مشدد ۹۲
میلی متر و طول محیط فعال که ترکیب دو بلوری Nd:YAG و
Nd:YVO4 است، حدود ۲۶ میلی متر می باشد.

با تغییر کمیت های مقادیر مختلف نشان داده شده در شکل ۱
می توان پایداری مشدد را بررسی و بهینه ترین حالت را انتخاب
نمود. در این تحقیق برای مدلسازی ماده فعال دوبلوری از مقادیر
مختلف کمیت های اساسی مثل کمیت ضریب حرارتی، ضریب
جذب و تغییرات ضریب شکست بر حسب دما استفاده شده
است. بدین صورت که مقادیر استفاده شده در محاسبه فاصله
کانونی عدسی گرمایی از مقادیری با درصد وزنی ۸۰ درصد مربوط
به بلور Nd:YAG و ۲۰ درصد مربوط به بلور Nd:YVO4 انتخاب
شده است. در جدول ۱ نتایج مربوط به محاسبات کمیت های
هندسی مشدد در نرخ تکرار ۲۰ تا ۲۰۰ کیلوهرتز آورده شده
است.

مشدد بهینه انتخاب شده دارای طول مشدد ۹۲ میلی متر و آینه های لیزری به ترتیب با شعاع انحنای بی نهایت و ۵۰۰ میلی متر بوده است. کمیت های هندسی بهینه مشدد فعال دارای مقادیر $g_1^* = 0.11$, $g_2^* = 0.87$ و مقدار فاصله کانونی عدسی گرمایی در نرخ تکرار بیشینه ۲۰۰ کیلوهرتز، ۰.۰۶ متر بدست آمد.

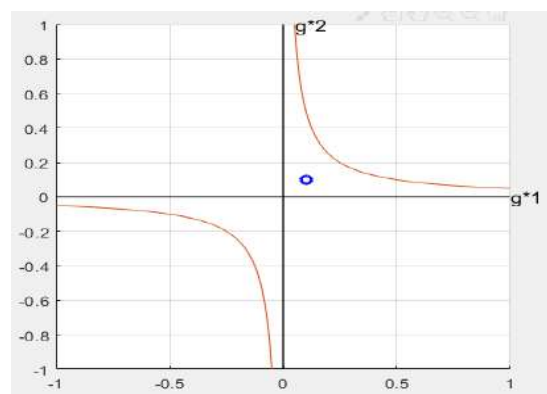
مرجع ها

- 1- J.F. Yang, B.T. Zhang, H.T. Huang, J.L. He, J.L. Xu, S. Zhao, X.Q. Yang, G. Qiu, Z. K. Liu, "Intracavity optical parametric oscillator based on GTR-KTP driven by laserdiode end-pumped Q-switched Nd:YVO4 laser", Opt. Mater. 32 (9) (2010) 1107–1111.
- 2- J.F. Yang, B.T. Zhang, J.L. He, H.T. Huang, X.L. Dong, J.L. Xu, C.H. Zuo, S. Zhao, X. Q. Yang, G. Qiu, Z.K. Liu, "Intracavity optical parametric oscillator based on GTRKTP pumped by diode-side-pumped acousto-optically Q-switched Nd:YAG laser", Appl. Phys. B 98 (2009) 49–54.
- 3- H. Bazyar, M. Aghaie, M.H. Daemi, S.M. Bagherzadeh, "Compact 151W green laser with U-type resonator for prostate surgery", Opt. Laser Technol. 47 (2013) 237–241.
- 4- Z. Ren, Z. Huang, S. Jia, Y. Ge, J. Bai, "532nm laser based on V-type doubly resonant intra-cavity frequency-doubling", Opt. Commun. 282 (2) (2009) 263–266.
- 5- Koechner, W. and M. Bass (2006). "Solid-state lasers: a graduate text", Springer Science & Business Media
- 6- Hodgson, N. and H. Weber (2005). "Optical resonators: fundamentals, advanced concepts, applications, Springer Science & Business Media"
- 7- Jiang, P., Ding, X., Guo, J., Zhang, H., Qi, H., Shang, Y & Yao, J. (2023). "Quasi-linear polarized high-efficient diode-end-pumped actively Q-switched Nd: YAG/Nd: YVO4 laser". Optics & Laser Technology, 157, 108704.



شکل 3: نمودار تغییرات فاصله کانونی عدسی گرمایی بر حسب نرخ تکرار دمشی

در شکل 4 نقطه پایداری و نمودار پایداری مشدد برای نرخ تکرار ۲۰۰ کیلوهرتز نشان داده شده است.



شکل 4: نمودار پایداری مشدد

نتیجه گیری

نتایج تحلیل و محاسبات مشدد نوری در نرخ تکرار بالا نشان داد که انتخاب طول، شعاع انحنای آینه ها، مقدار توان دمشی، مقدار فاصله کانونی عدسی گرمایی در شرط پایداری مشدد موثر هستند و میتوان با انتخاب بهینه نقطه پایداری، این کمیت ها را بهینه کرد.

بررسی اثر شفاف سازی اپتیکی مکانیکی با استفاده از آشکارساز نوری برای راه اندازی سنسورهای غیرتهاجمی

علی گودرزی ۱، محبوبه اسماعیل پور ۲، محمدرضا غلامی نژاد شمیرانی ۳

۱، ۲، ۳ دانشجویان علوم و فناوری های میان رشته ای دانشگاه تهران

۲ مرکز پژوهشی علوم و فناوری نانو، پژوهشکده جامع علوم و فناوری همگرا، دانشگاه صنعتی شریف، تهران ۱۴۵۸۸-۸۹۶۹۴، ایران

چکیده - این پژوهش تأثیر شفافیت اپتیکی ناشی از فشار انگشت بر بافت و جذب نوری در طول موج های مختلف را بررسی می کند و سیگنال های نوری آشکار شده برای ارزیابی رابطه بین فشار مکانیکی و تغییرات نوری مورد تحلیل قرار می گیرند. مطالعه بر طول موج های ۸۵۰ نانومتر (مادون قرمز نزدیک یا NIR)، ۵۷۳ نانومتر و ۶۸۰ نانومتر (ناحیه مرئی) متمرکز است. طول موج NIR به دلیل جذب کمتر توسط مولکول های آب و هموگلوبین نسبت به نور مرئی، نفوذ بیشتری به عمق بافت دارد. نور مرئی به علت جذب بالاتر، عمق نفوذ کمتری نشان می دهد. پراکندگی کمتر در NIR نیز انرژی نور را برای مسافت های طولانی تر حفظ کرده و تحلیل دقیق تری از ساختار بافت ها ارائه می دهد. این ویژگی ها، اهمیت NIR را در شفاف سازی اپتیکی و کاربردهای سنسورهای غیرتهاجمی برجسته می کند.

کلیدواژه - آشکارساز نوری، سنسورهای غیر تهاجمی، شفاف سازی اپتیکی مکانیکی، طول موج مادون قرمز نزدیک، طول موج مرئی

The Effect of Mechanical Optical Transparency Using Photodetectors for Non-Invasive Sensors

Goudarzi Ali 1, Esmailpour Mahboube 2, G. Shemirani Mohammadreza 3

1,2,3 College of Interdisciplinary Science and Technology, University of Tehran,

2Center for Nanoscience and Nanotechnology, Institute for Convergence Science & Technology, Sharif University of Technology, Tehran 14588-89694, Iran

ali.goudarzi9775@ut.ac.ir, Mah.esmailpour67@sharif.edu, rshemirani@ut.ac.ir

Abstract - This absorption at different wavelengths. Detected optical signals are analyzed to explore the relationship between mechanical pressure and optical changes. The research focuses on wavelengths of 850 nm (near-infrared or NIR), 573 nm, and 680 nm (visible). NIR penetrates deeper into tissues due to its lower absorption by water and hemoglobin compared to visible light. Visible light, with higher absorption, has less penetration depth. Additionally, reduced scattering in NIR preserves light energy over longer distances, enabling more accurate analysis of tissue structures. These features highlight the significance of NIR in optical clearing and non-invasive sensor applications.

Keywords: Photodetector, Non-invasive sensor, Mechanical Optical Transparency, Near infrared, Visible light

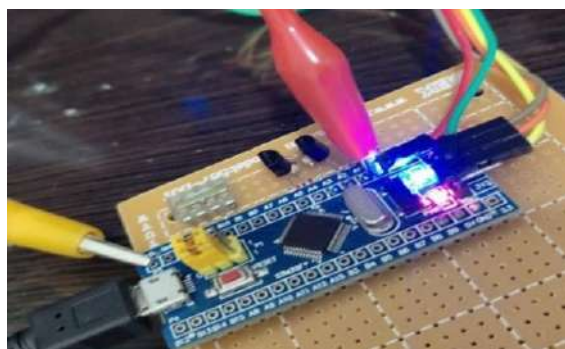
مقدمه

نتایج و بحث

هدف این پژوهش، تحلیل تأثیر شفافیت اپتیکی ایجاد شده توسط فشارهای مختلف انگشت بر بافت، از طریق فرایند جذب نوری در طول موج‌های گوناگون است. در این مطالعه، سیگنال‌های نوری دریافت شده توسط آشکارساز نیز به دقت بررسی خواهند شد تا ارتباط میان فشار مکانیکی و تغییرات نوری در بافت‌ها بررسی گردد.

در این تحقیق از سنسور خطی TSL1401 بهره‌برداری شد که شامل ۱۲۸ فتودیود با ابعاد $۶۳,۵ \times ۵۵,۵ \times ۰,۵$ میکرومتر به ترتیب، طول، عرض، ارتفاع می‌باشد.

برای استفاده از خروجی مناسب‌تر فتودیودتکتور با توجه به شدت نور خارج شده از فیبرنوری، برنامه STM32 به نحوی نوشته شد که فقط از ۳۰ پیکسل اول سنسور بهره‌برداری شده و به صورت خطی در خروجی راه اندازی گردد شکل ۱.



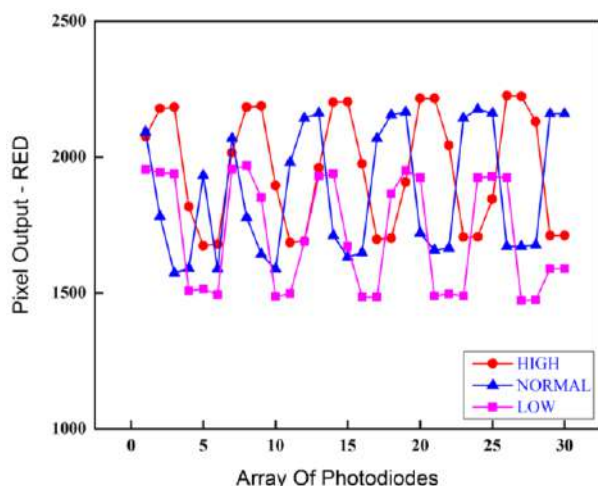
شکل ۱۷- نحوه راه اندازی الکترونیکی و اپتیکی مدار

با در نظر گرفتن سه منبع با طول موج‌های ۵۷۳ نانومتر، ۶۸۰ نانومتر و ۸۵۰ نانومتر، آزمایش در سه حالت مختلف و با بیش از ۳ بار تکرار انجام شد.

مدار طراحی شده به گونه‌ای است که بتواند به طور دقیق یک CCD خطی را راه‌اندازی کرده و داده‌های هر پیکسل را از طریق واحد آنالوگ به دیجیتال داخلی میکروکنترلر، که از دقت ۱۲ بیتی برخوردار است، با دقت بالا و نویز پایین بخواند. این داده‌ها در حافظه مدار ذخیره شده و در پایان هر سیکل خوانش، از طریق ارتباط USB به رایانه منتقل می‌شوند. سیستم تغذیه این مدار نیز به طور مستقیم از پورت USB تأمین می‌شود و همین امر امکان کارکرد مستقل و بی‌نیاز از منابع تغذیه خارجی را برای آن فراهم می‌آورد (شکل ۲).

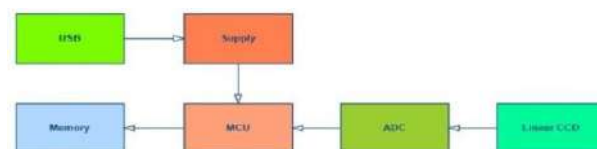
سنسورهای غیرتهاجمی نوری، ابزارهای ارزشمندی هستند که با استفاده از اطلاعات نوری، جمع‌آوری اطلاعات گوناگونی را از بافت‌های بدن، به ویژه پوست، ناقل می‌آورند ۱، ۲. این سنسورها فاقد هرگونه آسیب بوده و بدون تهاجم به بدن، امکان تحلیل دقیق ویژگی‌های فیزیولوژیکی و بیوشیمیایی دارا هستند. یکی از کاربردهای مهم این سنسورها، بررسی اطلاعات از روی انگشت انسان است. انگشت به عنوان یک دریچه‌ای از بدن، حاوی اطلاعات ارزشمندی در مورد وضعیت سلامت فرد است. از طریق تحلیل تغییرات رنگ، بافت، رگ‌های خونی و سایر پارامترهای ظاهری انگشت، می‌توان به اطلاعاتی در مورد ضربان قلب، میزان اکسیژن خون ۳، میزان هموگلوبین ۴، قند خون ۱، فشار خون و حتی برخی بیماری‌ها دست یافت. سنسورهای نوری با تاباندن نور با طول موج‌های مختلف به انگشت و تحلیل نور بازتابی یا جذب شده، قادر به اندازه‌گیری این پارامترها هستند. این فناوری در دستگاه‌های مختلفی مانند پالس‌اکسی‌مترها، گلوکومترها و دستگاه‌های تشخیص بیماری‌های پوستی به کار می‌رود. آینده سنسورهای نوری غیر تهاجمی بسیار امیدوارکننده است. با پیشرفت فناوری، انتظار آن می‌رود با استفاده از الگوریتم‌های هوش مصنوعی، برای تحلیل دقیق‌تر داده‌ها و ارائه تشخیص‌های بهتر و زود هنگام بیماری‌های مختلف، دقت این سنسورها روز به روز افزایش یابد. یکی از رایج‌ترین روش‌های استفاده از این سنسورها، قرار دادن انگشت روی دستگاه است. این روش به دلیل سادگی، سرعت و عدم ایجاد درد، بسیار مورد توجه قرار گرفته است.

هدف از این مطالعه، ارزیابی اثرات شفاف‌سازی اپتیکی ناشی از فشارهای مختلف اعمال شده توسط انگشت، از طریق فرایند جذب بافت در طول موج‌های مختلف، و همچنین تحلیل سیگنال‌های دریافت شده توسط آشکارسازهای نوری می‌باشد. فشار فیزیکی می‌تواند جریان خون را کاهش دهد و بنابراین تأثیر مستقیمی بر میزان نور عبوری از انگشت داشته باشد. کاهش جریان خون باعث تغییر در میزان جذب نور توسط بافت شده که ممکن است منجر به خطا در اندازه‌گیری میزان اکسیژن خون و همچنین سطح هموگلوبین و دیگر آنالیت‌ها در سنسورهای تشخیصی غیر تهاجمی گردد.



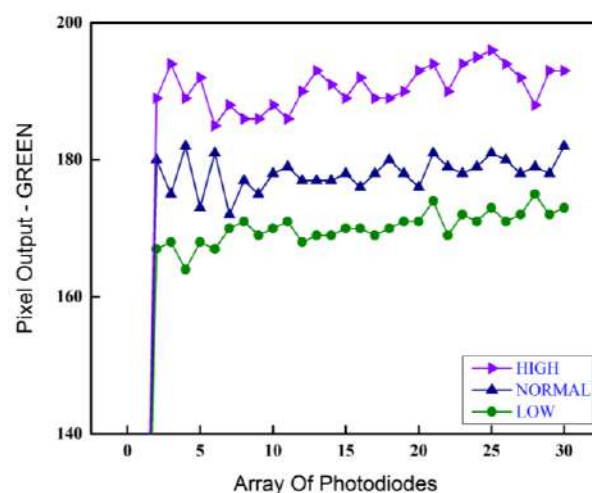
شکل ۴- سیگنال مربوط به طول موج ۶۸۰ نانومتر در سه فشار مختلف

یکی دیگر از دلایل عمده تفاوت در تأثیر طول موج‌های مختلف، ویژگی‌های جذب نور در بافت‌های بیولوژیکی است. طول موج‌های NIR نسبت به طول موج‌های مرئی کمتر توسط مولکول‌های آب و هموگلوبین جذب می‌شوند. در حالی که طول موج‌های مرئی (به خصوص در ناحیه قرمز و آبی) به شدت توسط هموگلوبین و مولکول‌های دیگر جذب می‌شوند، ناحیه NIR (تقریباً ۷۰۰ تا ۱۰۰۰ نانومتر) کمتر تحت تأثیر جذب این مولکول‌ها قرار دارد. این امر باعث می‌شود که نور NIR بیشتر قادر به عبور از بافت‌ها باشد و اثرات شفاف‌سازی بیشتر دیده شود. پراکندگی نور نیز یکی از عواملی است که بر میزان نفوذ آن در بافت‌ها تأثیر می‌گذارد. در حالی که پراکندگی نور در طول موج‌های کوتاه (مانند نور مرئی) بیشتر است، پراکندگی در نور مادون قرمز نزدیک کمتر است. این باعث می‌شود که نور NIR بتواند به صورت مؤثرتری به عمق بافت‌ها نفوذ کرده و اطلاعات بیشتری را در مورد ویژگی‌های بافت ارائه دهد. در شکل ۵ سیگنال مربوط به طول موج ۸۵۰ نانومتر قابل مشاهده می‌باشد.



شکل ۲- نحوه عملکرد مدار طراحی شده

تأثیر طول موج ۸۵۰ نانومتر در ناحیه مادون قرمز نزدیک (NIR) نسبت به طول موج‌های ۵۷۳ نانومتر و ۶۸۰ نانومتر در ناحیه مرئی در شفاف‌سازی اپتیکی و تعامل نور با بافت‌ها مورد بررسی قرار گرفت که به دلایل فیزیکی و بیولوژیکی خاصی مرتبط می‌باشد که در اینجا به برخی از این دلایل اشاره می‌کنیم: نور مادون قرمز نزدیک (NIR) نسبت به نور مرئی، به طور قابل توجهی می‌تواند عمیق‌تر در بافت‌های بیولوژیکی نفوذ کند. دلیل این امر به ویژگی‌های جذب نور در بافت‌ها مربوط می‌شود. در حالی که نور مرئی به دلیل جذب بالا توسط مولکول‌هایی مانند هموگلوبین و آب در بافت‌ها، معمولاً عمق نفوذ کمی دارد، نور NIR از این نظر کمتر جذب می‌شود و قادر است به عمق بیشتری از بافت‌ها نفوذ کند. این ویژگی باعث می‌شود که اثرات نور NIR در فرایند شفاف‌سازی اپتیکی و اندازه‌گیری سیگنال‌ها در بافت‌های عمیق‌تر بیشتر مشهود باشد. در شکل ۳ و ۴ سیگنال خروجی آشکارسازهای نوری مربوط به فشار دست در حالت نرمال و همچنین با فشار کمتر و فشار بیشتر از حالت نرمال در دو طول موج ناحیه مرئی قابل مشاهده می‌باشد.

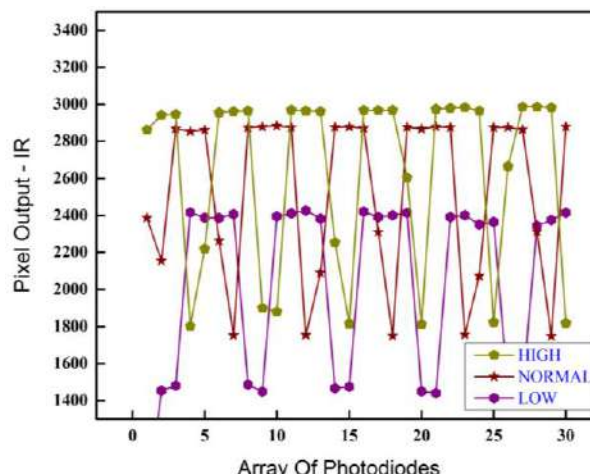


شکل ۳- سیگنال مربوط به طول موج ۵۷۳ نانومتر در سه فشار مختلف

که قادر به اندازه‌گیری پارامترهای فیزیولوژیکی به صورت مستمر باشند. این دستگاه‌ها می‌توانند برای نظارت بر وضعیت سلامتی افراد و همچنین برای تشخیص بیماری‌ها بدون نیاز به روش‌های تهاجمی یا آزمایشگاهی استفاده شوند. به عنوان مثال، سنسورهای پوشیدنی که برای نظارت بر سطح اکسیژن خون و سطح هموگلوبین یا بیلیروبین، می‌توانند از نور NIR و فشار مکانیکی برای ارزیابی تغییرات بافتی استفاده کنند.

مرجع‌ها

1. Srichan, C.; Srichan, W.; Danvirutai, P.; Ritsongmuang, C.; Sharma, A.; Anutrakulchai, S., Non-invasively accuracy enhanced blood glucose sensor using shallow dense neural networks with NIR monitoring and medical features. Scientific Reports 2022, 12 (1), 1769.
2. Stahl, S. M.; Stahl, S. M., Essential psychopharmacology: Neuroscientific basis and practical applications. Cambridge university press: 2000.
3. Chan, E. D.; Chan, M. M.; Chan, M. M. J. R. m., Pulse oximetry: understanding its basic principles facilitates appreciation of its limitations. 2013, 107 (6), 789-799.
4. Duncan, A.; Meek, J. H.; Clemence, M.; Elwell, C. E.; Tyszczuk, L.; Cope, M.; Delpy, D. J. P. i. M.; Biology, Optical pathlength measurements on adult head, calf and forearm and the head of the newborn infant using phase resolved optical spectroscopy. 1995, 40 (2), 295.
5. Frede, M.; Wilhelm, R.; Kracht, D. J. O. L., 250 W end-pumped Nd: YAG laser with direct pumping into the upper laser level. 2006, 31 (24), 3618-3619.



شکل ۵- سیگنال مربوط به طول موج ۸۵۰ نانومتر در سه فشار مختلف

از آنجایی که پراکندگی کمتر می‌شود، انرژی نور در مسیر طولانی‌تری حفظ می‌شود و این باعث بهبود شفافیت و قابلیت اندازه‌گیری سیگنال‌های نوری در بافت می‌شود.

نتیجه‌گیری

تأثیر بیشتر طول موج ۸۵۰ نانومتر در ناحیه مادون قرمز نزدیک نسبت به نور مرئی در فرایند شفاف‌سازی اپتیکی ناشی از ویژگی‌های فیزیکی و زیست‌شناختی خاص این دو ناحیه طیفی است. طول موج ۸۵۰ نانومتر به دلیل نفوذ بیشتر، جذب کمتر توسط مولکول‌های آب و هموگلوبین، پراکندگی کمتر و تأثیرات ساختاری در بافت‌های بیولوژیکی، تأثیر قابل توجه‌تری در فرآیند شفاف‌سازی و تحلیل سیگنال‌های نوری دارد. استفاده از طول موج ۸۵۰ نانومتر در سنسورهای تشخیصی غیرتهاجمی می‌تواند به توسعه دستگاه‌های پوشیدنی و قابل حمل کمک کند.

تحلیل اثر نشر خود به خودی در آستانه لیزری نانو لیزرها به کمک معادله مشخصه

خسرو مبهوتی، زینب رحمانی

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه ارومیه، ارومیه

چکیده: نانو لیزرها در مقابل نرخ نشر خود به خودی به شدت تاثیر پذیرند. در این مطالعه، شرایط آستانه جدیدی که در آن میزان باز ترکیب الکترون-فوتون در شرایطی که میزان نشر خود به خودی بیش از حد نرمال است را بررسی می نماییم. میزان تاثیر پذیری نرخ باز ترکیب الکترون-فوتون در شرایطی که نشر خود به خودی نسبت به نشر تحریکی پیشینه است، به کمک معادلات دیفرانسیل جفت شده، برای جمعیت حامل ها و تعداد فوتون ها قابل مطالعه می باشد. بدین سبب به کمک تحلیل پایداری این معادلات نرخ لیزری، معادله مشخصه لیزر را استخراج می نماییم. به عنوان نتیجه در تحلیل پایداری عملکرد لیزر، مشاهده گردید که افزایش میزان نشر خود به خودی در شرایطی که کاهش جمعیت حامل ها رخ می دهد، می تواند منجر به جلوگیری از رشد مد اصلی گردد.

کلیدواژه- باز ترکیب الکترون-فوتون، معادله مشخصه، تحلیل پایداری، نشر خود به خودی، نانو لیزر.

Analysis of the spontaneous emission effect in the nano lasers' threshold using the characteristic equation

Khosro Mabhuti, Zeynab Rahmani

Kh.mabhuti@urmia.ac.ir, z.rahmani@urmia.ac.ir

Abstract: Nano lasers are highly effective to the spontaneous emission rate. In this study, we investigate a new threshold condition in which the electron-photon recombination rate is in conditions where the rate of spontaneous emission is more than normal. The effectiveness of the electron-photon recombination rate in which the spontaneous emission rate to stimulated emission rate is maximum, can be studied using coupled differential equations for the population of carriers and the number of photons. Therefore, with the aid of stability analysis of these laser rate equations, we derive the laser characteristic equation. As a result of the stability performance analysis, it was observed that the increase in the spontaneous emission rate in conditions that the population of carriers decrease, can prevent the main laser mode growing.

Keywords: electron-photon recombination, characteristic equation, stability analysis, spontaneous emission, nano laser.

مقدمه

به خودی به شدت می تواند عملکرد هر نوع لیزری را تحت تاثیر قرار دهد، در اینجا نیز مطالعه بر روی نحوه تاثیر نشر خود به خودی بر جمعیت حامل ها، بسیار قابل توجه خواهد بود. همواره نسبت بین نشر خود به خودی و نشر تحریکی می تواند تعیین کننده پایداری و ناپایداری در عملکرد نوع لیزرها باشد. به طور خاص در نانو لیزرها، در شرایطی که فاکتور نشر خود به خودی (β) دارای مقادیر بزرگ و نزدیک به واحد باشد، عملکرد لیزر میتواند تغییر یابد. این تغییر به نحوی است که آستانه جدید لیزری شامل تاثیر گسیلنده هایی می باشد که در آن حامل های بار برانگیخته توسط نشر خود به خودی به تراز پایه واهلش نموده و مجدداً توسط جذب فوتون های حاصله از نشر خود به

در راستای توسعه لیزرها، نانو لیزرها توجه بسیاری از دانشمندان این عرصه را در سال های اخیر به خود جلب نموده اند [۱]. نانو لیزرها از خانواده لیزرهای نیمه رسانایی هستند که به عنوان یکی از پرکاربردترین نوع لیزرها در صنعت روز به شمار می آیند [۲]. این لیزرها عمدتاً در زمینه هایی از جمله مخابرات نوری در مقیاس تراشه ای [۳]، سنجش بیوشیمیایی [۴]، تکنولوژی کوانتومی و هوش مصنوعی [۵] کاربرد دارند. در این مطالعه اثر نسبت نشر خود به خودی به نشر تحریکی مبتنی بر فرآیند بازیابی فوتونی مورد بررسی قرار خواهد گرفت است. این شرایط را شرایط جدید آستانه بازیابی فوتونی می نامند [۶]. از آنجایی که نشر خود

$$\frac{dn_e}{dt} = \frac{I}{q} \left(1 - \frac{n_e}{n_i} \right) - \gamma_r (\gamma n_e - n_i) n_p - (\gamma_r + \gamma_{bg}) n_e \quad (1)$$

$$\frac{dn_p}{dt} = \gamma_r (\gamma n_e - n_i) n_p + \gamma_r n_e - \gamma_c n_p \quad (2)$$

که در آن $n_i = 120$ تعداد کل حامل ها را نشان می دهد.

$I = 1 \mu A$ شدت جریان و q بار الکترون است. جمله $\gamma_r (\gamma n_e - n_i) n_p$ بیانگر نرخ نشر تحریکی خالص بوده که از تفاضل نرخ نشر تحریکی $(\gamma_r n_e n_p)$ از نرخ جذب به دست می آید. باز ترکیب تابشی و غیر تابشی مدهای غیر لیزری موجود در کاواک لیزر نیز، با نرخ باز ترکیب γ_{bg} نشان داده می شود. در معادلات (۱) و (۲)، γ_c نماینده نرخ میرایی سیستم بوده و عبارت $\gamma_t = (\gamma_r + \gamma_{bg})$ نشان دهنده نرخ میرایی کل فوتون می باشد. مقادیر عددی ثابت های استفاده شده برابر است با:

$$\gamma_c = \gamma_{bg} = 1 ns^{-1}, \gamma_t = 33.33 ns^{-1}, \gamma_r = 32.33 ns^{-1}$$

$\phi_c = 2.43 \times 10^{-3}$, $\omega_c = 12.15 \times 10^{14}$, $\lambda_c = 1.55 \mu m$. مقدار عددی فاکتور نشر خود به خودی به صورت نسبت نرخ نشر خود به خودی به نرخ باز ترکیب کل حامل ها بوده و با معادله زیر بیان می شود:

$$\beta = \frac{\gamma_r n_e}{\gamma_r n_e + \gamma_{bg} n_e} = \frac{\gamma_r}{\gamma_r + \gamma_{bg}} = \frac{\gamma_r}{\gamma_t} = 0.97 \quad (3)$$

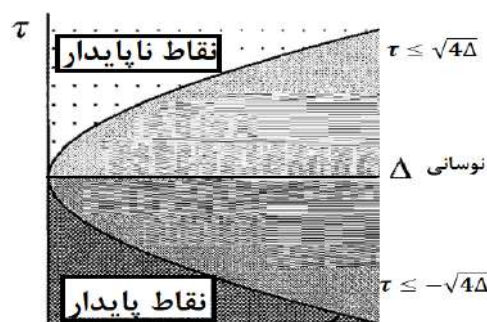
شرایط آستانه زمانی حاصل می شود که نرخ نشر تحریکی خالص $\gamma_r (\gamma n_e - n_i) n_p$ برابر با نرخ اتلاف نوری $\gamma_c n_p$ گردد. در این شرایط تساوی، تعداد حامل های بار در حالت آستانه برابر با مقدار زیر می گردد:

$$n_{th} = \frac{n_i}{2} + \frac{\gamma_c}{2\gamma_r} \quad (4)$$

جمله اول تعداد حامل های شفافیت (وارونی انبوهی) را نشان می دهد و جمله دوم بیان کننده حامل های برانگیخته مازاد می باشد. با قرار دادن تعداد حامل های شفافیت در معادله نرخ، تعداد فوتون ها در این شرایط مشخص می گردد:

خودی برانگیخته شوند [۶]. در این شرایط، هنگامی که کسری از نشر خود به خودی دارای مقدار قابل توجهی باشد، حائز اهمیت می گردد. برای توصیف ریاضی تاثیر باز ترکیب الکترون-فوتون، از معادلات نرخ متعارفی که در منابع علمی معتبر مورد استفاده و پژوهش قرار می گیرد، استفاده شده است [۷، ۶]. در این معادلات، نرخ باز یابی فوتون و تغییر زمانی جمعیت الکترون ها نسبت به تغییرات زمانی معرفی می گردد. در شرایط آستانه (بهره - اتلاfi) که در بر دارنده اثر باز یابی فوتونی می باشد، شرایط پایداری عملکرد لیزر را می توان مورد تحلیل و بررسی قرار داد. شرایط پایداری عملکرد لیزر با پیش فرض نوسانی بودن دامنه شدت میدان خروجی لیزر را می توان بسته به نوع پایداری به سه حالت: نوساناتی با بیشینه دامنه ثابت، نوساناتی با بیشینه دامنه رشد یافته و نوسانی با بیشینه دامنه کاهنده و میرا در نظر گرفت [۸].

شکل (۱) محدوده پایداری و ناپایداری وابسته به مقادیر پاسخ های ویژه مقدار معادله مشخصه لیزری را که منجر به تغییر نوع پایداری از پایدار به ناپایدار می گردد را ترسیم می کند. در ادامه مطالعه حل عددی پاسخ های بدست آمده از تحلیل پایداری مورد بررسی قرار خواهد گرفت.



شکل ۱: محدوده پایداری و ناپایداری وابسته به مقادیر پاسخ های ویژه مقدار معادله مشخصه [۸].

محاسبات عددی

در این بررسی از معادلات جفت شده نرخ مربوط به تحول زمانی جمعیت الکترون-فوتون بهره می گیریم. معادلات نرخ را در این مدل لیزر برای تعداد حامل های برانگیخته (n_e) و تعداد فوتون های (n_p) شرکت کننده در فرایند تولید لیزر به صورت زیر می نویسیم [۷، ۹]:

$$A = \left(\frac{I}{qn} \right) + \gamma_r n_p + (\gamma_r + \gamma_{bg}) \quad (9)$$

$$B = \left(\gamma_r (\gamma n_e - n) - \gamma_c \right) \quad (10)$$

$$C = A - B \quad (11)$$

$$D = \left(\gamma_r (\gamma n_e - n) \right) \left(\gamma_r (n_p + 1) \right) \quad (12)$$

$$\tau = C, \Delta = [(D) - (A)(B)] \quad (13)$$

همانطور که گفته شد از نقطه نظر پایداری (شکل (۱))، سه حالت نوسانی مختلف می تواند مورد ارزیابی قرار گیرد. نوساناتی با ماکسیمم دامنه ثابت (الف - ۱۴)، نوساناتی با ماکسیمم دامنه رشد یافته (ب - ۱۴) و نوسانی با ماکسیمم دامنه کاهنده و میرا (ج - ۱۴):

$$\begin{cases} \tau = 0, \Delta > 0 & \text{(الف - ۱۴)} \\ \tau > 0, \Delta > 0 \rightarrow \tau \leq \sqrt{4\Delta} & \text{(ب - ۱۴)} \\ \tau < 0, \Delta > 0 \rightarrow \tau \leq -\sqrt{4\Delta} & \text{(ج - ۱۴)} \end{cases}$$

برای حالت (الف - ۱۴) تعداد فوتون و الکترون بر حسب حامل های بار برانگیخته شده برابر می شود با:

$$n_p = \frac{\left[\gamma_r (\gamma n_e - n) - \left(\frac{I}{qn} \right) + \gamma_t + \gamma_c \right]}{2\gamma_r} \quad (15)$$

که در آن با استفاده از معادله (۳) می توان نسبت γ_t به γ_r را برابر با یک بر β $\left(\beta = \frac{\gamma_t}{\gamma_r} \Rightarrow \frac{1}{\beta} = \frac{\gamma_r}{\gamma_t} \right)$ تعریف کرد که از طریق آن می توان تاثیر β را بر روی n_p مشاهده نمود. همچنین، نسبت تعداد حامل ها بر حسب فاکتور نشر خودبه خودی برای آستانه نوسان لیزری به صورت معادله زیر محاسبه گردید.

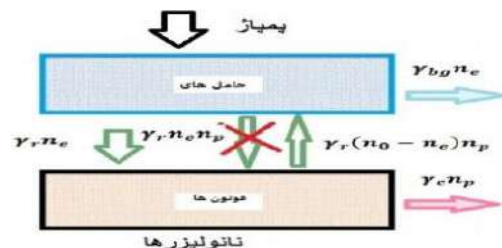
$$n_e > \frac{\gamma_c}{2\beta\gamma_t E} + \frac{n}{2} \quad (16)$$

$$E = \left(2\gamma_r - \left(\frac{I}{qn} \right) - \gamma_t + \gamma_c \right) \quad (17)$$

شکل (۳) نمودار خطی الکترون - فوتون مربوط به معادله (۱۵) را به نمایش می گذارد که در آن افزایش تعداد حامل های برانگیخته شده در تراز بالا نشان دهنده وارونی جمعیت در آن تراز بوده و به تبع آن افزایش تعداد فوتون های تولید شده را به همراه خواهد داشت. شکل

$$n_{p_{tr}} = \xi = \frac{n \cdot \gamma_r}{2\gamma_c} \quad (5)$$

شکل (۲) شماتیکی از مکانیسم ترکیب و باز ترکیب فوتون نانولیزرها را به تصویر کشیده که در آن دینامیک حامل های بار و فوتون ها در پایین و بالای آستانه نانولیزرها را به نمایش می گذارد.



شکل (۲): نمودار شماتیک تغییرات جمعیت حامل های بار و فوتون در پایین و بالای آستانه در نانولیزرها.

در این شکل فرایند ضربه خورد، دارای کمترین میزان تاثیر می باشد. وقتی فاکتور نرخ نشر خودبه خودی β به سمت واحد میل می کند و در شرایط شفافیت، تعداد فوتون ها ξ به نصف کاهش می یابد، کسر زیادی از این جمعیت فوتون ها در فرآیند تولید لیزر و فوتون زایی شرکت کرده و قبل از واهلش دوباره جذب می شوند. این فرآیند، به صورت کلی منجر به بازبایی فوتونی می گردد. در ادامه، برای تحلیل پایداری نانو لیزر مورد نظر از ماتریس ژاکوبین استفاده کرده و با مشتق گیری از معادلات نرخ بر حسب n_p و n_e و تشکیل عناصر ماتریس ژاکوبین، و جایگذاری مقادیر ثابت مستخرج از معادلات به معادله ای می رسمیم که معادله مشخصه سیستم نام دارد.

ماتریس ژاکوبین [۱۰] معادلات نرخ (۱) و (۲) به صورت زیر محاسبه می شود:

$$j = \begin{pmatrix} -A - \lambda & -\gamma_r (\gamma n_e - n) \\ \gamma_r (\gamma n_p + 1) & B - \lambda \end{pmatrix} \quad (6)$$

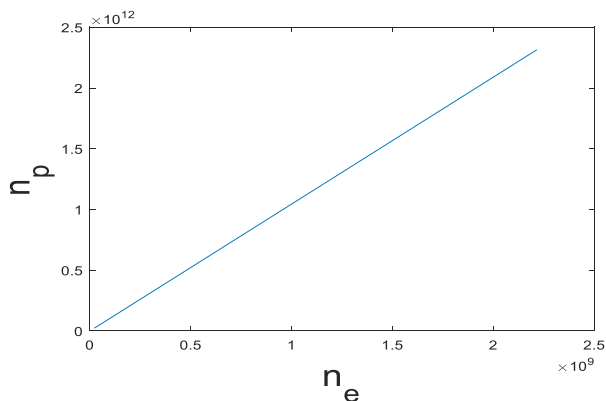
که از آن می توان معادله مشخصه زیر را استخراج نمود.

$$\lambda^2 + \lambda[C] + [(D) - (A)(B)] = 0 \quad (7)$$

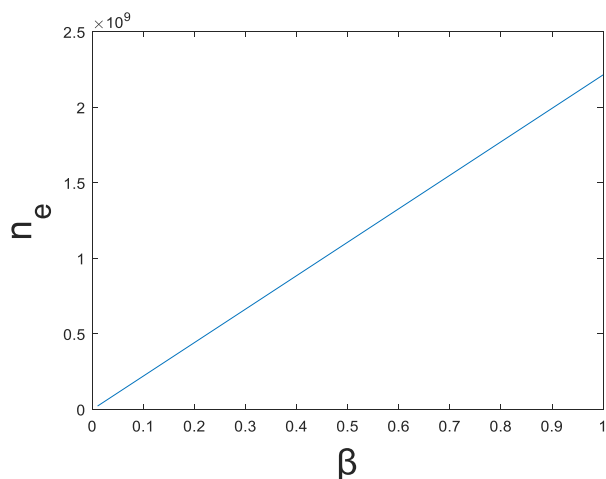
ریشه های معادله مشخصه با معادله زیر بیان می شود:

$$\lambda_{1,2} = \frac{[-C]}{2} \pm \frac{\sqrt{[C]^2 - 4[(D) - (A)(B)]}}{2} \quad (8)$$

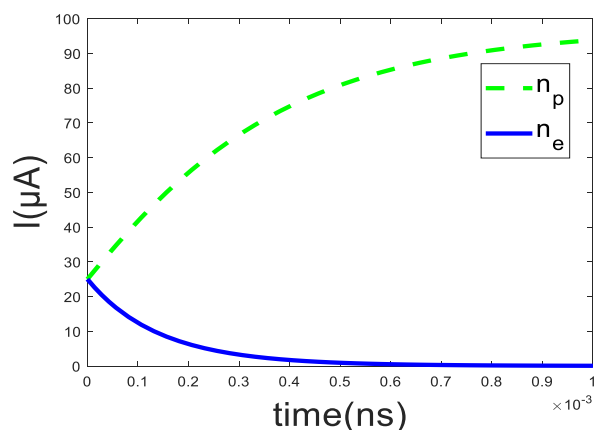
که در آن برای ساده سازی پارامترهای A, B, C, D را به صورت زیر تعریف می کنیم:



شکل ۳: نمودار نسبت تغییرات رشد فوتون به تعداد حامل های برانگیخته شده در حالت نوسانی.



شکل ۴: نمودار تغییرات تعداد حامل های برانگیخته شده بر حسب فاکتور نشر خود به خودی (beta).



شکل ۵: نمودار سری زمانی تغییرات فوتون بر حسب تعداد حامل ها.

(۴) بیان می دارد که هرچه مدهای جانبی که عامل افزایش آن ها گذار نشر خود به خودی بوده بیشتر باشد، در آن واحد تعداد حامل های بار در گیر در باز ترکیب الکترون-حفره نیز افزایش می یابد. شکل (۵) نمودار سری زمانی تغییرات معادلات نرخ جفت شده الکترون-فوتون را نشان می دهد. این تصویر بیان می دارد که اگر فوتونی تولید می شود به دلیل مصرف حامل های بار متناظر می باشد. صرف نظر از نوع پایداری (ب-۱۴) و (ج-۱۴)، تعداد فوتون ها در آستانه پایداری و ناپایداری برابر با معادله زیر است:

$$n_p = \frac{F}{2\gamma_r} \pm \frac{\sqrt{F^2 - G}}{2\gamma_r} \quad (19)$$

که پارامترهای آن به صورت زیر تعریف می گردد:

$$F = -[H + N_e - m_e] \quad (20)$$

$$G = (N_e + H)^2 + 4\gamma_r m \quad (21)$$

$$H = \left(\left(\frac{I}{qn} \right) + \gamma_t \right) \quad (22)$$

$$N_e = \gamma_r (2n_e - n) - \gamma_c \quad (23)$$

$$m_e = 2\gamma_r (2n_e - n) \quad (24)$$

نتیجه گیری

با بررسی اثر نشر خود به خودی در نانو لیزر مورد مطالعه نشان داده شد که نشر خود به خودی با نرخ قابل توجه می تواند در باز ترکیب الکترون-فوتون و فوتون زایی مشارکت داشته باشد و ازین طریق جمعیت عمده حامل های بار را به نفع رشد مدهای حاصل از نشر تحریکی مصرف نماید. در نتیجه جمعیت حامل ها به شدت می تواند افت نماید و به مقادیر بسیار کمینه کاهش پیدا کند و لیزر را از شرایط آستانه خارج نماید. معادله مشخصه توصیف کننده شرایط فوق را به عنوان نتیجه در این مقاله ارائه دادیم. البته می توان شرایط نوسانی دوم و سوم را نیز در مطالعات بعدی مورد بررسی و مطالعه قرارداد.

مرجع ها

- 6- Saldutti, M., Yu, Y. and Mørk, J., 2024. The onset of lasing in semiconductor nanolasers. *Laser & Photonics Reviews*, 18(11), p.2300840.
- 7- André, E. C., Mørk, J., & Wubs, M. (2020). Efficient stochastic simulation of rate equations and photon statistics of nanolasers. *Optics Express*, 28(22), 32632-32646.
- 8- Strogatz, S. H. (2018). *Nonlinear dynamics and chaos: with applications to physics, biology, chemistry, and engineering*. CRC press.
- 9- Mork, J., and G. L. Lippi. "Rate equation description of quantum noise in nanolasers with few emitters." *Applied Physics Letters* ۱۱۲.۱۴ (۲۰۱۸).
- 10- Mathai, A. M. (1997). *Jacobians of matrix transformation and functions of matrix arguments*. World Scientific Publishing Company.
- 1- Hecht, J. (2010). Short history of laser development. *Optical engineering*, 49(9), 091002-091002.
- 2- Gwo, S., & Shih, C. K. (2016). Semiconductor plasmonic nanolasers: current status and perspectives. *Reports on Progress in Physics*, 79(8), 086501.
- 3- Nozaki, K., Matsuo, S., Fujii, T., Takeda, K., Shinya, A., Kuramochi, E., & Notomi, M. (2019). Femtofarad optoelectronic integration demonstrating energy-saving signal conversion and nonlinear functions. *Nature Photonics*, 13(7), 454-459.
- 4- Zhang, Z., Nest, L., Wang, S., Wang, S. Y., & Ma, R. M. (2021). Lasing-enhanced surface plasmon resonance spectroscopy and sensing. *Photonics Research*, 9(9), 1699-1714.
- 5- B. J. Shastri, A. N. Tait, T. Ferreira de Lima, W. H. P. Pernice, H. Bhaskaran, C. D. Wright, P. R. Prucnal, *Nat. Photonics* ۲۰۲۱, ۱۵, ۱۰۲.

بررسی میدان نزدیک و پراکندگی نانومشور مثلثی طلا

فاطمه رجبی نسب^۱؛ نفیسه شریفی^{۲،۳*}

^۱دانشکده فیزیک، فارغ التحصیل کارشناسی ارشد فوتونیک، دانشگاه شهید باهنر کرمان، کرمان، ایران

^۲دانشکده فیزیک، دانشگاه کاشان، کاشان، ۸۷۳۱۷، ایران

^۳پژوهشکده علوم و فناوری نانو، دانشگاه کاشان، کاشان، ۸۷۳۱۷، ایران

چکیده- در این مقاله ویژگی‌های نوری و توزیع میدان الکتریکی نانومشورهای مثلثی از جنس طلا (Au) را به صورت منفرد، تحت تابش نور قطبیده با استفاده از شبیه‌سازی عددی نرم افزار کامسول بر اساس FEM بررسی کرده است. نتایج نشان می‌دهد که ویژگی‌های پلاسمونیکی این نانومشورها بیشتر تحت تأثیر قطبش الکتریکی قرار دارند تا انتشار موج. زمانی که بردارهای قطبش الکتریکی با مقطع عرضی مثلثی موازی باشند، دو حالت دو قطبی و چهار قطبی برای حالت‌های مختلف مشاهده شد، به جز ۲ حالت که تنها پاسخ چهار قطبی داشتند.

کلیدواژه: میدان نزدیک، روش المان محدود، دو قطبی، چهارقطبی، پراکندگی، نانو منشور مثلثی طلا

Investigation of scattering and near field of single triangular gold nano-prism

Rajabi Nasab, Fatemeh 1; Sharifi, Nafiseh2,3*

¹Physics Department, Shahid Bahonar University of Kerman, Kerman, Iran

²Physics Department, University of Kashan, Kashan, Iran

³Institute of Nanoscience and Nanotechnology, University of Kashan, Kashan, Iran

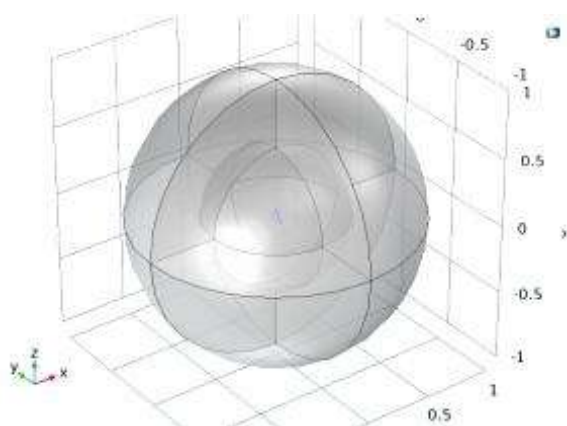
joandarkrajabi@gmail.com¹, sharifi@kashanu.ac.ir²

Abstract: This article investigates the optical properties and electric field distribution of triangular gold (Au) nanoprisms individually under polarized light irradiation using numerical simulations in COMSOL software based on the Finite Element Method (FEM). The results reveal that the plasmonic characteristics of these nanoprisms are predominantly influenced by electric polarization rather than wave propagation. When the electric polarization vectors are aligned parallel to the triangular cross-section, dipole and quadrupole modes are observed under various conditions, except in two specific cases where only a quadrupole response was detected.

Keywords: Near Field, Finite Element Method, Dipole, Quadrupole, Scattering, Triangular Gold Nano-prism

مقدمه

ضخامت $d = 10 \text{ nm}$ و ارتفاع $h = 87.7 \text{ nm}$ انتخاب شد. نور فرودی در قطبش‌های خطی مختلف و در جهتهای گوناگون به صورت پس‌زمینه به مدل اعمال می‌شود و موج الکترومغناطیسی پراکنده شده از ساختار محاسبه می‌شود. از روش FEM^۲ برای تجزیه و تحلیل پاسخ نوری یک نانومشور منفرد استفاده شد. بخش‌های واقعی و موهومی تابع دی‌الکتریک فلز طلا به کمک مدل جانسون و کریستی مدل شده است. ساختار نانو مثلث منفرد بررسی شده در شکل ۱ نشان داده شده است



شکل ۱: ساختار نانومشور منفرد طلا در کره کوچک هوا و کره بزرگتر برای مدل کردن فضای بی‌نهایتی PML

نانو منشورهای مثلثی طلا در یک لایه محیط دی‌الکتریک واقعی و یک لایه محیط مصنوعی (برای مدل کردن لایه با تطبیق کامل یا PML^۳ قرار گرفته است که هر دو ضخامتی برابر با نصف طول موج دارند (شکل ۱). تمام مرزهای خارجی را به وسیله شرایط مرزی پراکندگی (SBC^۴) مدل می‌کنیم [۸-۶]

به طور کلی دو قانون مش‌بندی در کامسول برای مش‌بندی محیط‌های دی‌الکتریک و محیط‌های فلزی باید رعایت شود؛ اندازه‌ی المان‌های مش در دی‌الکتریک‌ها باید یک دهم طول موج باشد و در فلزات بستگی به طول عمق پوستی دارد که در اینجا سعی شده است مش در سطوح و لبه‌های فلز به قدری کوچک باشد که نتایج مستقل از اندازه‌ی شبکه‌ی مش باشد. همچنین برای محاسبه‌ی سطح مقطع جذب و پراکندگی از روش مرجع [9] استفاده شد.

زمانیکه یک ذره در حال نوسان باشد، و یک موج الکترومغناطیسی یا نوری با فرکانسی برابر با فرکانس ذاتی آن ذره تابیده شود، تشدید پلاسمون سطحی LSPR^۱ صورت می‌گیرد [1]. برای تمرکز و دستکاری نور در مقیاس نانو که دارای طیف گسترده‌ای از کاربردها در زمینه تکنیک‌های ارتقا یافته طیف سنجی سطحی می‌باشد. پاسخ نوری نانوذرات پلاسمونیک را با تغییر اندازه ذرات، شکل ترکیب، محیط دی‌الکتریک، و ترتیب اثر جفت شدن بین نانوذرات، در طیف وسیعی از اشعه ماوراء بنفش تا مادون قرمز می‌توان تنظیم کرد [۴-۲].

LSPR مرتبط با نانومشورهای ساخته شده از طلا ذاتاً به ناحیه مادون قرمز نزدیک (NIR) (۷۰۰ تا ۱۰۰۰ نانومتر) منتقل می‌شوند، که کاربردهای مهمی در نانوپزشکی دارد که نفوذ LSPR به بافتهای زنده بسیار عمیق تر از نور مرئی است و فلورسانس پس زمینه کمتر تحریک می‌شود [۵،۶]

در این مقاله نانومشورهای طلای مثلثی با پلاریزاسیونهای مختلف و جهت‌های تابش متفاوت مورد شبیه‌سازی قرار گرفتند. ما از روش FEM برای تجزیه و تحلیل پاسخ نوری یک نانو منشور منفرد استفاده کرده و مشخص شده است که یک نوار پلاسمون دوقطبی قوی است و یک نوار پلاسمون چهار قطبی ضعیف درطیف جذب حفظ می‌شود زمانی که بردار پلاریزاسیون نور تابشی موازی با سطح مقطع مثلثی باشد، بدون توجه به جهت تابش نور. با این حال، نوار دوقطبی زمانی ناپدید می‌شود که بردار پلاریزاسیون نور نسبت به سطح مقطع مثلثی عمود باشد.

شبیه‌سازی

در این پژوهش، از نرم افزار کامسول (ماژول اپتیک موجی) نسخه ۵،۶ برای شبیه‌سازی نانومشور طلا استفاده شده و طیف LSPR و توزیع میدان الکترومغناطیسی در میدان نزدیک نانومثلثهای طلای منفرد محاسبه و ترسیم شده است. با ترکیب PML با SBC محیط بینهایت به خوبی شبیه‌سازی می‌شود و هیچ موج بازگشتی از این محیط به داخل ساختار وجود نخواهد داشت. طول قاعده‌ی منشورها در $L = 100 \text{ nm}$ ثابت نگه داشته شد

³ Perfectly Matched Layer

⁴ Scattering Bound Condition

¹ Localized Surface Plasmon Resonance

² Finite Element Method

نتایج و بحث

جدول ۱ - پیک تشدید دوقطبی و چهار قطبی با توجه به جهت انتشار و پلاریزاسیون

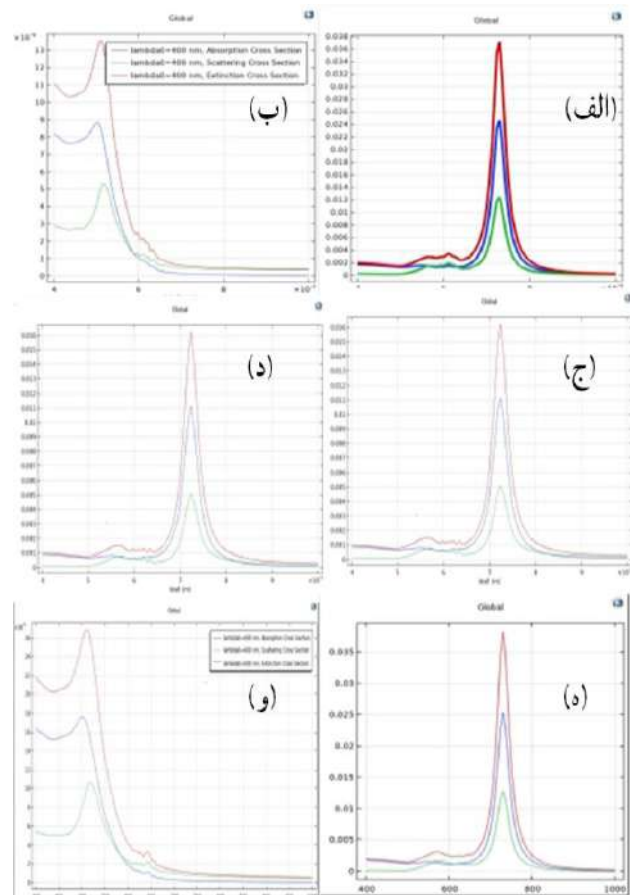
پلاریزاسیون	جهت انتشار	پیک تشدید دوقطبی nm	پیک تشدید چهار قطبی nm
y	x	۷۳۰	۵۶۸
y	z	۷۳۰	۵۶۸
x	y	-	۵۲۶
x	z	-	۵۱۴
z	x	۷۳۰	۵۸۰
z	y	۷۳۰	۵۶۸

همچنین، با بررسی شدت میدان الکتریکی ایجاد شده و مشاهده شده در نمودارهای میدان می‌توان به میزان افزایش میدان الکتریکی بر اثر خاصیت پلاسمونی پی برد. برای این منظور، نمودارهای شکل ۳ شامل نسبت اندازه‌ی میدان الکتریکی به میدان الکتریکی نور فرودی می‌باشند که به صورت لگاریتمی بر مبنای ده رسم شده‌اند. بدین ترتیب مقدار راهنمای رنگی نمودارها نسبت $\log(|E|/|E_0|)$ را به برای هر نقطه از فضا نشان می‌دهد.

وقتی پلاریزاسیون در راستای y و جهت انتشار در راستای x است، در دو گوشه پایینی نانو مثلث تشدید پلاسمون سطحی قوی داریم و میدان ۱۰۵ برابر شده است که نشان از یک دوقطبی الکتریکی خیلی قوی دارد. در گوشه بالایی تضعیف داریم و میدان ۱۰-۲ برابر شده است در داخل مثلث همانطور که در شکل دیده می‌شود میدان ۱۰۲ برابر شده است

در طول موج ۵۶۸ نانومتر که پیک کوچکتر نمودار پراکندگی می‌باشد در دو گوشه پایینی مثلث تشدید پلاسمون سطحی متوسطی داریم. و میدان ۱۰۰۰ برابر شده است، در حالی که در ضلع‌های مثلث میدان الکتریکی ۱۰۰ برابر شده و می‌توانیم یک چهارقطبی قوی را مشاهده کنیم. در حالات و پلاریزاسیون‌های دیگر نیز به طور مشابه می‌توان به میزان افزایش شدت میدان در اثر خواص پلاسمونی که در تشدید دوقطبی یا چهارقطبی رخ می‌دهد پی برد، و تمامی رفتارها قابل توجیه هستند.

شکل ۲ نمودار جذب، پراکندگی و خاموشی نانو منشور مثلثی طلا با پلاریزاسیون‌های مختلف و جهت انتشار متفاوت را نشان می‌دهد.



شکل ۲. سطح مقطع‌های جذب، پراکندگی، و خاموشی برای نانومشور مثلثی طلا در پلاریزاسیون‌های مختلف با جهت‌های انتشار متفاوت؛ (الف) پلاریزاسیون در جهت y و جهت انتشار در راستای x (ب) پلاریزاسیون در جهت y و جهت انتشار در راستای z (ج) پلاریزاسیون در جهت x و جهت انتشار در راستای y (د) پلاریزاسیون در جهت x و جهت انتشار در راستای z (ه) پلاریزاسیون در جهت z و جهت انتشار در راستای x (و) پلاریزاسیون در جهت z و جهت انتشار در راستای y

همانطور که از نتایج پیداست، در شش حالت بررسی شده، پیک تشدید متفاوت باشد. نتایج پیک تشدید در جدول ۱ خلاصه شده است و نشان می‌دهد که برای دو حالت، دوقطبی که پیک تشدید قوی‌تری نشان می‌دهد، به طور کلی برای دو حالت از بین رفته است و فقط پیک چهارقطبی قابل مشاهده است.

مثلی باشد، بدون توجه به جهت تابش نور. با این حال، نوار دوقطبی زمانی ناپدید می شود که بردار پلاریزاسیون نور نسبت به سطح مقطع مثلی عمود باشد.

مراجع

[۱] Gao M, Zheng X, Khan I, Cai H, Lan J, Liu J, Wang J, WS, Kang J. Resonant light absorption and plasmon tenability Au nanoprism array. Physics Letters 7:383(31):125881 Gao M, Zheng X, Khan I, Cai H, Lan J, Liu J, Wang J, Wu J, Huang S, Li S, Kang J. Resonant light absorption and plasmon tunability of lateral triangular Au nanoprisms array. Physics Letters A. 2019 Nov 7;383(31):125881.

[۲] LD, Gray SK, Schatz GC. Correlating the structure, optical spectra, and electrodynamics of single silver nanocubes. The Journal of Physical Chemistry C. 2009 Feb 19;113(7):2731-5.

[3] Kelly KL, Coronado E, Zhao LL, Schatz GC. The optical [properties of metal nanoparticles: the influence of size, shape, and dielectric environment. The Journal of Physical Chemistry B. 2003 Jan 23;107(3):668-77

[4] Ringe E, Langille MR, Sohn K, Zhang J, Huang J, Mirkin CA, Van Duyne RP, Marks LD. Plasmon length: a universal parameter to describe size effects in gold nanoparticles. The journal of physical chemistry letters. 2012 Jun 7;3(11):1479-83.

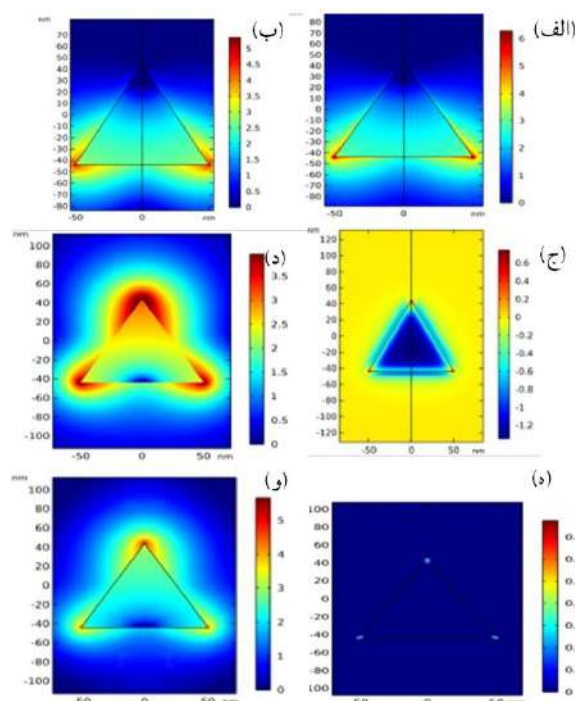
[5] Jung B, Frey W. Fabrication and localized surface plasmon properties of triangular gold nanowell arrays in a glass substrate. Journal of Nanoscience and Nanotechnology. 2015 Jan 1;15(1):688-92.

[6] Zhan Z, Xu R, Mi Y, Zhao H, Lei Y. Highly controllable surface plasmon resonance property by heights of ordered nanoparticle arrays fabricated via a nonlithographic route. ACS nano. 2015 Apr 28;9(4):4583-90.

[۷] I. S. Gradshteym and I. M. Ryzhik; "Tables of Integrals, Series, and Products"; 5th edition, Academic Press. (1994) 547 (8)

[8] P. G. Debendetti and E.. H. Stanley; "Supercooled and Glassy Water"; Physics Today 56, No. 3 (2003) 40-46.

[9] خواجگی، پریسا؛ رشیدی، مجید، خواص نوری نانوذرات طلا: اثرات شکل و اندازه، کنفرانس اپتیک و فوتونیک، آبان ماه ۱۳۹۹



شکل ۳. نمودار $\log(|E|/|E_0|)$ برای طول موجهای تشدید در نانومشور مثلی طلا در پلاریزاسیونهای مختلف با جهتهای انتشار متفاوت؛ الف) پلاریزاسیون در جهت y و جهت انتشار در راستای x (ب) پلاریزاسیون در جهت y و جهت انتشار در راستای z (ج) پلاریزاسیون در جهت x و جهت انتشار در راستای z (د) پلاریزاسیون در جهت z و جهت انتشار در راستای x (ه) پلاریزاسیون در جهت x و جهت انتشار در راستای y (و) پلاریزاسیون در جهت z و جهت انتشار در راستای y .

نتایج سطح مقطع پراکندگی در نمودارهای شکل ۲، و همچنین میدانهای الکتریکی در شکل ۳ نشان می دهد که بیشترین پراکندگی و افزایش میدان الکتریکی مربوط به قطبش پلاریزاسیون در راستای y و جهت انتشار در راستای x می باشد.

در تشدید دوقطبی یا چهارقطبی رخ می دهد پی برد، و تمامی رفتارها قابل توجیه هستند.

نتیجه گیری

شبیه سازی با استفاده از نرم افزار کامسول مالتی فیزیک برای نانومشور منفرد طلای مثلی انجام شد. برای پلاریزاسیونهای مختلف و جهت های انتشار متفاوت صورت گرفت.

مشخص شده است که یک نوار پلاسمون دوقطبی قوی است و یک نوار پلاسمون چهار قطبی ضعیف در طیف جذب حفظ می شود زمانی که بردار پلاریزاسیون نور تابشی موازی با سطح مقطع

پراش باریکه‌های گردابی از قرص کدر و تشکیل حلقه‌های پواسون-آراگو

محدثه محمدی ماسوله^{*}، محمد جعفر^{**} و سیفاله رسولی^{***}

دانشکده فیزیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان، بلوار پروفسور یوسف ثبوتی، زنجان

چکیده - در این پژوهش، پراش باریکه‌های گردابی از یک قرص کدر هم‌مرکز با نمایه شدت باریکه منجر به تشکیل حلقه‌های شدت در سایه هندسی قرص شد که به دلیل شباهت به آزمایش پواسون-آراگو، حلقه‌های پواسون-آراگو نامیده می‌شود. نتایج نشان داد که تعداد و موقعیت حلقه‌ها تحت تأثیر شعاع قرص و بار توپولوژیکی باریکه قرار دارند؛ با افزایش بار توپولوژیکی، تعداد حلقه‌ها بیشتر و به لبه‌های سایه نزدیک می‌شود. تغییر شعاع قرص نیز بر پیچیدگی الگوهای تداخلی تأثیر دارد.

کلیدواژه- باریکه‌های گردابی، پراش نور، حلقه‌های پواسون-آراگو.

Diffraction of Vortex Beams by a circular obstacle and Formation of Poisson-Arago Rings

Mohaddeseh Mohammadi Masouleh^{*}, Muhammad Jafar^{**}, and Saifollah Rasouli^{***}

Physics Department, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences (IASBS), Zanjan

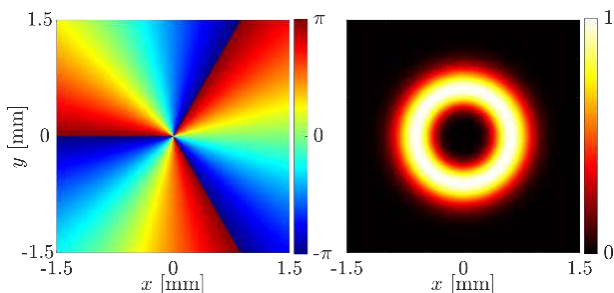
* m.mohammadi.m@iasbs.ac.ir, ** m.jafar@iasbs.ac.ir, *** rasouli@iasbs.ac.ir

Abstract- In this study, the diffraction of vortex beams from a concentric opaque disk with the beam's intensity profile resulted in the formation of intensity rings in the geometric shadow of the disk. Due to the similarity with the Poisson-Arago spot experiment, these rings are referred to as Poisson-Arago rings. The results showed that the number and position of the rings are influenced by the disk's radius and the topological charge of the beam. As the topological charge increases, the number of rings increases and they move toward the shadow's edges. Additionally, the variation in the disk's radius affects the complexity of the interference patterns.

Keywords: Light diffraction, Poisson-Arago rings, vortex beams.

مقدمه

نشان می‌دهد که شعاع این حلقه با افزایش بار توپولوژیکی l زیاد می‌شود که نشان‌دهنده گسترده‌تر شدن نمایه باریکه برای مراتب بالاتر l است. شکل ۱ الگوی شدت (سمت راست) و فاز (سمت چپ) یک باریکه گردابی با بار توپولوژیکی $l=3$ و پهنای باریکه $w=0.5\text{mm}$ را نشان می‌دهد. الگوی شدت، شکل حلقوی خاصی همراه با ناحیه تاریک مرکزی دارد.



شکل ۱: الگوی (راست) شدت و (چپ) فاز باریکه گردابی با پهنای $w=0.5\text{mm}$ و $l=3$.

لکه پواسون-آراگو

لکه پواسون-آراگو که به نام لکه روشن فرنل نیز شناخته می‌شود، در نتیجه پدیده پراش و زمانی رخ می‌دهد که بخشی از یک موج تخت توسط یک جسم دایره‌ای کدر مسدود شود. طبق نظریه موجی نور، امواج نوری که از لبه جسم عبور می‌کنند، در مرکز هندسی سایه، تداخل سازنده‌ای ایجاد و یک لکه روشن تولید می‌کنند. این اثر ابتدا توسط پواسون به عنوان چالشی برای نظریه موجی فرنل پیش‌بینی شد، اما تأیید تجربی آن توسط آراگو، طبیعت موجی نور را اثبات کرد. لکه پواسون-آراگو همچنان در اپتیک موجی مورد توجه است و در تشخیص باریکه‌ها و تحلیل جبهه‌موج کاربرد دارد [۱-۳].

پراش یک باریکه گردابی از یک قرص کدر

برای مطالعه اثر پراش، باریکه گردابی با $w=0.5\text{mm}$ از یک قرص کدر به صورت هم‌مرکز از آن پراشیده می‌شود. این بررسی برای قرص با شعاع‌های $0.7w_{\text{eff}}$ ، $1w_{\text{eff}}$ و $1.3w_{\text{eff}}$ انجام شد. الگوی شدت باریکه گردابی با مشخصات $l=3$ و $w=0.5\text{mm}$ طی انتشار برای هر سه حالت شعاع قرص در شکل ۲ نشان داده شده است. خط سفید در الگوی شدت، تغییرات شدت در طول محور شعاعی عبوری از مرکز باریکه (خط چین سفید) را نشان

یکی از پدیده‌های برجسته در پراش در علم اپتیک، تشکیل لکه پواسون-آراگو است. این لکه زمانی مشاهده می‌شود که یک قرص کدر در مسیر نور تخت قرار گیرد و نقطه روشن قابل مشاهده‌ای در مرکز سایه هندسی قرص ایجاد شود. این پدیده نخستین بار توسط پواسون به عنوان چالشی برای نظریه موجی نور پیشنهاد شد و سپس توسط آراگو به صورت تجربی تأیید گردید [۱-۳]. در کنار این پدیده، باریکه‌های گردابی با ویژگی‌های منحصر به فرد خود جایگاه ویژه‌ای در اپتیک مدرن پیدا کرده‌اند. این باریکه‌ها که با بار توپولوژیکی مشخص می‌شوند، توزیع شدت حلقوی و فاز مارپیچی دارند و قادر به انتقال تکانه زاویه‌ای مداری (OAM) هستند. چنین ویژگی‌هایی این باریکه‌ها را در کاربردهایی نظیر تله‌اندازی نوری، ذخیره‌سازی اطلاعات، و ارتباطات نوری بسیار حائز اهمیت می‌کند [۴].

در این پژوهش، ما به بررسی پراش باریکه‌های گردابی از قرص‌های کدر با شعاع‌های مختلف پرداخته‌ایم که هم‌مرکز با شدت عرضی باریکه قرار گرفته‌اند. نتایج نشان می‌دهند که این پدیده منجر به تشکیل حلقه‌های تداخلی منحصر به فردی در ناحیه سایه هندسی می‌شود. به علت شباهت این مشاهدات به لکه پواسون-آراگو، این حلقه‌ها را حلقه‌های پواسون-آراگو می‌نامیم. دیده شد که تغییر بار توپولوژیکی باریکه و شعاع قرص بر تعداد و موقعیت این حلقه‌ها تأثیر دارد. بررسی دقیق این پدیده می‌تواند کاربردهای جدیدی در علوم نوری، نظیر تله‌اندازی نوری و دست‌کاری سوسپانسیون‌ها در مقیاس میکروسکوپی فراهم سازد.

باریکه‌های گردابی

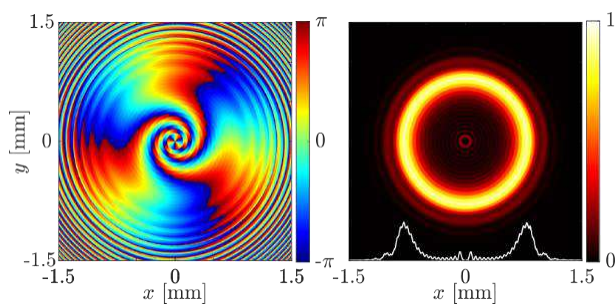
دامنه مختلط یک گردابه نوری با بار توپولوژیکی $l \neq 0$ به صورت

$$U_l(r, \theta, z) = \left(\frac{r}{w}\right)^{|l|} \exp\left[-\left(\frac{r}{w}\right)^2 + il\theta\right] \quad (1)$$

توصیف می‌شود که w شعاع مشخصه پرتو است. عبارت فاز $il\theta$ ساختار فاز مارپیچی را نشان می‌دهد که مسئول تکانه زاویه‌ای مداری پرتوی گردابی است [۱]. شعاع مؤثر $w_{\text{eff}} = w\sqrt{|l|/2}$ معیاری برای توصیف شعاع حلقه قله شدت باریکه است [۱] و

کوچکتر است که تداخل سازنده کمتری در مرکز سایه ایجاد می‌کند. اما با افزایش شعاع قرص، تعداد حلقه‌های تداخلی در سایه بیشتر می‌شود و این حلقه‌ها به مرکز سایه نزدیک‌تر می‌شوند. در این حالت، لبه بزرگتر قرص امکان پراش و تداخل سازنده بیشتری را فراهم می‌کند که منجر به ایجاد الگوی تداخلی پیچیده‌تری در داخل سایه هندسی می‌شود.

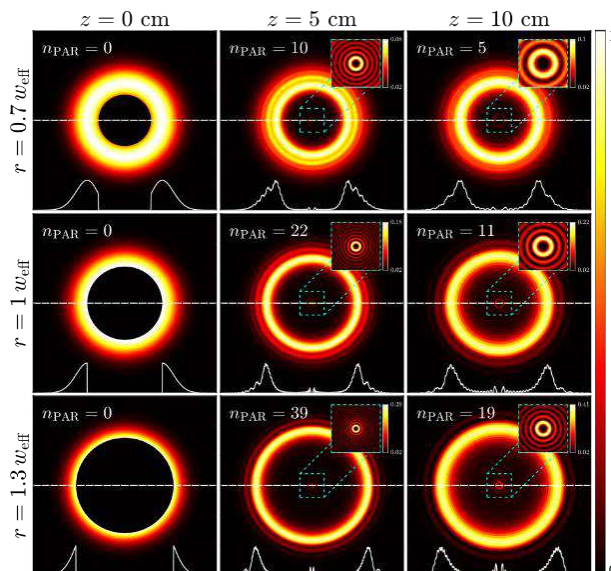
علاوه بر این، اگر الگوی فاز این حلقه‌ها را بررسی کنیم، همان‌طور که در شکل ۳ برای $l=3$ و $w=0.5\text{mm}$ نشان داده شده است، مشاهده می‌کنیم که این حلقه‌ها نیز دارای الگوی فاز پیچیده‌ای هستند. با توجه به اندازه کوچک این حلقه‌ها، قابلیت کاربردهایی مانند تله‌گذاری نوری یا هم‌زدن سوسپانسیون در مقیاس‌های کوچک را دارند که می‌توان با مهندسی این حلقه‌ها به آن‌ها دست یافت.



شکل ۳: الگوی (راست) شدت و (چپ) فاز ناشی از پراش باریکه گردابی با پهنای $w=0.5\text{mm}$ و $l=3$ از قرص کدر با شعاع $r=1w_{\text{eff}}$ در $z=10\text{cm}$

در شکل ۴، الگوی شدت باریکه گردابی با بارهای توپولوژیکی متفاوت $l=4,5$ و شعاع‌های مختلف قرص کدر $r=0.7w_{\text{eff}}, 1w_{\text{eff}}, 1.3w_{\text{eff}}$ در $z=10\text{cm}$ نمایش داده شده است. همان‌طور که مشاهده می‌شود، با افزایش l ، تعداد حلقه‌های تداخلی در داخل الگوی شدت بیشتر می‌شود. این امر نشان‌دهنده افزایش تکانه زاویه‌ای مداری پرتو و تأثیر آن بر پراش از قرص است؛ از طرفی، افزایش شعاع قرص باعث افزایش تعداد حلقه‌ها در یک z خاص شده‌اند.

می‌دهد؛ همچنین بخشی از شدت مرکزی نشان داده شده با مربع خط‌چین آبی، به صورت بزرگ‌نمایی شده در گوشه راست بالای هر تصویر نشان داده شده است. برای دید بهتر شدت بزرگ‌نمایی شده، حلقه‌ها روشن‌تر کشیده شده‌اند.



شکل ۴: پراش باریکه گردابی با $l=3$ و $w=0.5\text{mm}$ از قرص کدر با شعاع r در فواصل مختلف. الگوهای شدت برای شعاع‌های $0.7w_{\text{eff}}$ ، $1w_{\text{eff}}$ و $1.3w_{\text{eff}}$ قرص در فواصل 0cm ، 5cm و 10cm بعد از قرص نشان داده شده‌اند. تعداد حلقه‌های موجود در سایه هندسی، n_{PAR} ، در گوشه چپ بالای هر تصویر نوشته شده است.

الگوی شدت بلافاصله پس از پوشانده شدن توسط قرص کدر در ستون $z=0$ دیده می‌شود؛ در این حالت، تنها بخشی از باریکه که توسط قرص پوشانده نشده است، به شکل یک حلقه در اطراف قرص باقی می‌ماند. اما با افزایش z و پیشروی باریکه، یک سری حلقه‌های روشن در داخل سایه هندسی دیده می‌شوند. این حلقه‌ها نتیجه تداخل سازنده امواج نوری هستند که از لبه‌های قرص پراش پیدا کرده‌اند. از آن جا که این ناحیه مربوط به سایه‌ای است که بر اساس اپتیک هندسی انتظار نمی‌رفت نوری در آن باشد، این حلقه‌ها می‌توانند با لکه پواسون-آراگو مرتبط باشند؛ به عبارت دیگر، این‌ها حلقه‌های پواسون-آراگو هستند.

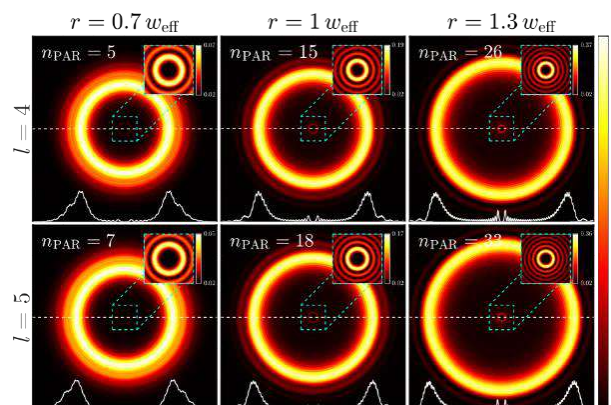
تعداد و موقعیت این حلقه‌ها به شعاع قرص بستگی دارد. زمانی که شعاع قرص کوچک‌تر است، تعداد حلقه‌های تداخلی در داخل سایه برای یک z خاص کمتر هستند و فاصله بیشتری از مرکز سایه دارند. این موضوع به دلیل پراش محدودتر از لبه‌های قرص

شعاع قرص، می‌توان الگوی شدت و تعداد حلقه‌ها را کنترل و تنظیم کرد.

این ویژگی‌های تنظیمی نشان‌دهنده قابلیت بالای پرتوهای گردابی برای کاربردهای مختلف است. به‌ویژه، این نتایج می‌توانند در تله‌گذاری نوری، هم‌زدن سوسپانسیون‌های میکروسکوپی و ایجاد الگوهای شدت دقیق در مقیاس‌های کوچک کاربرد داشته باشند.

مرجع‌ها

- 1- O. Emile and J. Emile, "The Arago–Poisson Spot: New Applications for an Old Concept," Journal of the Optical Society of America A, vol. 36, no. 5, pp. 806–809, 2019.
- 2- D. Hebri, S. Rasouli, and M. Yeganeh, "Intensity-based measuring of the topological charge alteration by the diffraction of vortex beams from amplitude sinusoidal radial gratings," Journal of the Optical Society of America B, vol. 35, no. 4, p. 724, Mar. 2018.
- 3- J. E. Harvey and J. L. Forgham, "The spot of Arago: New relevance for an old phenomenon," American Journal of Physics, vol. 52, no. 3, pp. 243–247, 1984.
- 4- M. V. Berry and K. T. McDonald, "Exact and approximate solutions for a Fresnel diffraction pattern: Poisson–Arago bright spot," European Journal of Physics, vol. 29, no. 4, pp. 855–859, 2008.



شکل ۴: الگوی شدت پراش باریکه گردابی با $w = 0.5 \text{ mm}$ و بارهای توپولوژیکی متفاوت ($l = 4, 5$) از قرص کدر با شعاع‌های مختلف در $r = 0.7w_{\text{eff}}, 1w_{\text{eff}}, 1.3w_{\text{eff}}$. تعداد حلقه‌های موجود در سایه هندسی، n_{PAR} ، در گوشه چپ بالای هر تصویر نوشته شده است.

نتیجه‌گیری

در این پژوهش، تأثیر بار توپولوژیکی و شعاع قرص کدر بر الگوهای پراش باریکه‌های گردابی بررسی شد. نتایج نشان دادند که در فاصله‌های کوتاه از قرص، چه شعاع قرص کمتر از w_{eff} باشد، چه بیشتر و یا برابر با آن، یک سری حلقه‌های روشن موسوم به حلقه‌های پواسون-آراگو در مرکز سایه هندسی تشکیل می‌شوند. این حلقه‌ها نتیجه تداخل سازنده امواج پراشیده از لبه‌های قرص هستند و تعداد و با تغییر بار توپولوژیکی باریکه و

درهم تنیدگی دو کیوبیتی در مدل جینز-کامینگز دوفوتونی در حضور برهم کنش دوقطبی-دوقطبی: فرا تر از تقریب موج چرخان

ندا اصیلی فیروزآبادی، محمد کاظم توسلی، مهناز قاسمی

چکیده - تقریب موج چرخان (RWA) در رژیم‌های جفت‌شدگی ضعیف برهم‌کنش اتم-میدان معتبر است؛ در حالی که عبارات پادچرخان (CRTs) را نمی‌توان در رژیم‌های جفت قوی نادیده گرفت. در نظر گرفتن CRTs معادل حضور یک تابع غیرخطی معمولی در هامیلتونی برهم‌کنش اتم-میدان است. در این مقاله با کمک نظریه اختلال و رویکرد حالت همدوس غیرخطی، ابتدا قصد داریم تا هامیلتونی برهم‌کنش بین دو کیوبیت (دو اتم دوترازی) را با میدان تک‌مد بررسی کنیم درحالی‌که گذار دوفوتونی اتم مجاز است، همچنین CRTs و برهم‌کنش دوقطبی-دوقطبی (D-D) نیز در نظر گرفته می‌شود. سپس معادله شرودینگر وابسته به زمان را با شرایط اولیه ویژه برای مدل در نظر گرفته‌شده مورد مطالعه قرار می‌دهیم، در ادامه تلاقی به عنوان یک معیار مناسب برای درجه درهم‌تنیدگی بین دو کیوبیت به صورت عددی ارزیابی می‌شود. نتایج ما نشان می‌دهد که حضور CRTs و D-D به شدت الگوهای دینامیک تلاقی را تغییر می‌دهد.

کلیدواژه- برهم‌کنش D-D، تقریب موج چرخان، عبارات پادچرخان، نظریه اختلال.

Two-qubit entanglement in two-photon Jaynes-Cummings model in the presence of dipole-dipole interaction: Beyond rotating wave approximation

N. Asili Firouzabadi, M. K. Tavassoly, M. Ghasemi

nedaasili1909@gmail.com, mktavassoly@yazd.ac.ir, mahnazghasemi1992@gmail.com

Abstract - It is well-known that the rotating wave approximation (RWA) is valid in the weak coupling regimes in atom-field interaction, while counter rotating terms (CRTs) cannot be ignored in the strong coupling regimes. Considering CRTs is equivalent to the presence of a typical nonlinearity function in the atom-field interaction Hamiltonian. In this paper, with the help of perturbation theory and the nonlinear coherent state approach, we first intend to consider the Hamiltonian interaction between two qubits (two two-level atoms) with a single-mode field in a high-quality cavity, while the two-photon atomic transitions are allowed and also CRTs and the dipole-dipole (D-D) interaction are taken into account. Then we study the time-dependent Schrödinger equation with special initial conditions for the considered model. In the continuation, concurrence, as a suitable criterion for the degree of entanglement between the two qubits is evaluated, numerically. Our results show that, CRTs and D-D interaction drastically change the concurrence patterns.

Keywords: Counter rotating terms, D-D interaction, Perturbation theory, Rotating wave approximation.

مقدمه

می‌گذارد، برهم‌کنش دوقطبی-دوقطبی (D-D) بین اتم‌ها است. این برهم‌کنش در اتم‌های ریدبرگ از اهمیت ویژه‌ای برخوردار است، زیرا چنین اتم‌هایی اساساً باید دارای مقادیر گشتاور دوقطبی بالا باشند تا بتوانند در فرآیند برهم‌کنش اتم-میدان شرکت کنند. به عبارت دیگر، ناپایداری عبارات پادچرخان (CRTs) که گاهی به آن فوتون‌های مجازی نیز گفته می‌شود، منجر به نوسانات شدید در انرژی سامانه برهم‌کنش می‌شود و بنابراین معمولاً نادیده گرفته می‌شوند. در مقاله حاضر، ما قصد داریم یک سامانه متشکل از دو اتم دوترازی را در نظر بگیریم که با یک میدان تک‌مد در غیاب RWA و با در نظر گرفتن برهم‌کنش

مدل جینز-کامینگز (JCM)، برهم‌کنش یک اتم دوترازی با یک میدان تابشی تک‌مد را در رویکرد کاملاً کوانتومی مطالعه می‌کند [۱]. تعمیم به برهم‌کنش یک اتم دوترازی با یک میدان تک‌مد از طریق انتقال دوفوتونی (JCM دوفوتونی) توجه زیادی را به خود جلب کرد [۲]. فرآیند دو فوتونی ممکن است با استفاده از اتم‌های ریدبرگ با عدد کوانتومی اصلی $n \geq 89$ به دست آید [۳]. علاوه بر این، یکی از پدیده‌های مهمی که بر درهم‌تنیدگی مربوط به یک سامانه کوانتومی چند اتمی تأثیر

و با فرض اینکه λ به اندازه کافی کوچک باشد، از شرط $k \geq 3$ ، λ^k صرف نظر می کنیم.

در ادامه تبدیل های یکانی زیر را اعمال می کنیم:

$$\hat{U}_1 = e^{\lambda_i (\hat{a}_i^{\dagger 2} \hat{\sigma}_i^+ - \hat{a}_i^2 \hat{\sigma}_i^-)}, \quad \lambda_i = \frac{g_i}{2\nu_i + \omega_i}, \quad (4)$$

$$\hat{U}_2 = e^{\varphi_i (\hat{a}_i^{\dagger 4} - \hat{a}_i^4) \hat{\sigma}_i^z}, \quad \varphi_i = \frac{g_i \lambda_i}{2\nu_i + \omega_i} = \lambda_i^2, \quad (5)$$

$$\hat{U}_3 = e^{\gamma_i (\hat{a}_i^{\dagger 4} - \hat{a}_i^4) \hat{\sigma}_i^z}, \quad \gamma_i = \frac{2g_i \lambda_i^2}{6\nu_i + \omega_i} \approx \lambda_i^3, \quad (6)$$

هامیلتونی موثر با استفاده از روابط (۱) تا (۶) به صورت زیر محاسبه می شود:

$$\begin{aligned} \hat{H}_{eff} &= \hat{U}_3^\dagger \hat{U}_2^\dagger \hat{U}_1^\dagger \hat{H} \hat{U}_1 \hat{U}_2 \hat{U}_3 \\ &\approx H + \sum_{i=1}^2 \lambda_i g_i \left[(\hat{n}_i^2 + \hat{n}_i + 1) \hat{\sigma}_i^z - 2\hat{n}_i - 1 \right] \\ &\quad + \sum_{i=1}^2 g_i \left[\hat{a}_i^{\dagger 2} f(\hat{n}_i) \hat{\sigma}_i^+ + f(\hat{n}_i) \hat{a}_i^2 \hat{\sigma}_i^- \right], \end{aligned} \quad (7)$$

تابع غیرخطی جفت شدگی های اتم-میدان وابسته به شدت به صورت $f(\hat{n}_i) = 1 - \lambda_i^2 (\hat{n}_i^2 - \hat{n}_i)$ تعریف می شود. در هامیلتونی مؤثر، ما نشان دادیم که با در نظر گرفتن CRTs (یعنی JCM فراتر از RWA) رویکرد استفاده شده ما به طور مستقیم دینامیک برهم کنش خطی غیرقابل حل (با ثابت جفت شدگی) را به یک غیرخطی قابل حل (جفت شدگی وابسته به شدت) تبدیل می کند. در ادامه، با افزودن هامیلتونی دوقطبی-دوقطبی

$\hat{H}_{D-D} = \kappa (\hat{\sigma}_1^+ \hat{\sigma}_2^- + \hat{\sigma}_1^- \hat{\sigma}_2^+)$ به هامیلتونی کل $\hat{H}_{total} = \hat{H}_{eff} + \hat{H}_{D-D}$ می رسمیم. به منظور حل معادله شرودینگر

وابسته به زمان $\hat{H}_{total} |\Psi(t)\rangle = i \frac{\partial}{\partial t} |\Psi(t)\rangle$ حالت اولیه اتم-میدان بهنجار سامانه را به این صورت $|\Psi(0)\rangle = \cos \alpha |g, e, 2, 0\rangle + \sin \alpha |e, g, 0, 2\rangle$ در نظر می گیریم که در آن کت های پایه به صورت $|atom1, atom2, mode1, mode2\rangle$ در نظر گرفته می شوند. بنابراین، وضعیت کلی تحول زمانی سامانه به شکل زیر توصیف می شود:

D-D برهم کنش دارند. در این راستا، با استفاده از رویکرد نظریه اختلال و از طریق اعمال سه عملگر تبدیل واحد، به یک برهم کنش اتم-میدان وابسته به شدت می رسمیم، در حالی که RWA به وضوح آشکار می شود [۴]. به عبارت دیگر، مدل خطی در نظر گرفته شده بدون RWA معادل یک مدل غیرخطی (وابسته به شدت) با RWA است. سپس درهم تنیدگی دو کیوبیت را در حضور و عدم حضور CRTs و برهم کنش D-D با معیار تلاقی بررسی می کنیم. همچنین با تغییر پارامترهای مختلف دخیل در مدل مورد نظر می توان به مقادیر مناسبی از کمیت ها برای سامانه دست یافت.

معرفی سامانه

با پیروی از رویکرد نظریه اختلال، به هامیلتونی می رسمیم که بوسیله آن می توان به حل تحلیلی دینامیک هر نوع سامانه دست یابیم:

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_1 + \hat{H}_2, \quad (8)$$

$$\hat{H}_0 = \sum_{i=1,2} \frac{\omega_i}{2} \hat{\sigma}_i^z + \nu_i \hat{a}_i^\dagger \hat{a}_i,$$

$$\hat{H}_1 = \sum_{i=1,2} g_i (\hat{a}_i^{\dagger 2} \hat{\sigma}_i^- + \hat{a}_i^2 \hat{\sigma}_i^+),$$

$$\hat{H}_2 = \sum_{i=1,2} g_i (\hat{a}_i^{\dagger 2} \hat{\sigma}_i^+ + \hat{a}_i^2 \hat{\sigma}_i^-), \quad (9)$$

که $\hat{\sigma}_i^\pm = |e\rangle_i \langle g| (\hat{\sigma}_i^- = |g\rangle_i \langle e|) (i=1,2)$ عملگر

افزایش (کاهش) اتمی بین سطوح $|e\rangle, |g\rangle$ را نشان می دهد. $\hat{a}$ و $\hat{a}^\dagger$ به ترتیب عملگرهای نابودی و ایجاد بوزونی میدان، ω_i و ν_i بسامدهای اتم و حالت های میدان هستند، و g_i نشان دهنده قدرت جفت شدگی بین میدان و انتقال مجاز اتم است. با استفاده از لم بیکر-هاسدورف که در زیر تعریف شده

است و با شرایط $\hat{A} = -\hat{A}^\dagger$ و $\lambda \in \mathbb{R}$

$$\hat{U} = e^{\lambda \hat{A}} \Rightarrow \hat{U} \hat{H} \hat{U}^\dagger \approx \hat{H} + \lambda [\hat{A}, \hat{H}] + \frac{\lambda^2}{2} [\hat{A}, [\hat{A}, \hat{H}]] + \dots \quad (10)$$

زمان استنباط کرد. ساختار نمودارها مانند شکل زیر است. نمودار
الف (ب) از شکل ها بدون (با) CRTs است، هر دو بدون
برهم کنش D-D. با این حال، نمودار

ج (د) از شکل ها بدون (با) CRTs است و هر دو با برهم کنش D-
D. برای توضیح بیشتر، با شکل ۱ شروع می کنیم، که در آن
حالت اولیه میدان اتمی به صورت $|g, e, 2, 0\rangle$ در نظر گرفته می
شود، یعنی در غیاب همدوسی اتمی. با مقایسه شکل های ۱(الف)
و ۱(ب) به ترتیب بدون و با CRTs (در صورت عدم وجود
برهم کنش D-D)، درهم تنیدگی در حضور CRTs افزایش می
یابد. تأثیر ورود به برهم کنش D-D در نمودارهای ۱(ج، د) نشان
داده شده است. مقایسه نمودارهای ۲(الف و ب) با ۲(ج، د) نشان
می دهد که به خصوص در ۲(د) در مقایسه با ۲(ب)، حداکثر
مقادیر درهم تنیدگی کاهش می یابد. و مهم تر از آن، در برخی از
بازه های زمانی محدود، مرگ درهم تنیدگی در ۲(ج، د) رخ داده
است، در شکل ۲، حالت اولیه در حضور همدوسی اتمی از طریق

تنظیم $\alpha = \frac{\pi}{4}$ در نظر گرفته شده است، همانطور که دیده
می شود همدوسی اتمی بر میزان درهم تنیدگی تأثیر مثبت دارد.

نتیجه گیری

در این مقاله ما برهم کنش بین دو اتم دوترازی با یک میدان
دومد کوانتومی در مدل جینز-کامینگز دوفوتونی با در نظر گرفتن
CRTs و برهم کنش D-D مورد بررسی قرار دادیم. حل معادله
شرودینگر وابسته به زمان به صورت تحلیلی در حضور CRTs به
طور کلی بسیار دشوار است، با این حال، به لطف رویکرد ارائه
شده ما توانستیم تا به حل معادله شرودینگر دست یابیم و تلافی
را برای سامانه مورد بررسی محاسبه کنیم. در ادامه، نتایج نشان
می دهد که برای جفت شدگی اتم-میدان به اندازه کافی قوی
برهم کنش CRTs و D-D را نمی توان کنار گذاشت و باید در
نظر گرفته شود. لازم به ذکر است معیار وارونی جمعیت نیز
محاسبه و نمودارهای مرتبط با آن رسم شده اند که به علت کمبود
فضا لاجرم مجبور به عدم ذکر آن شدیم.

$$\begin{aligned} |\psi(\tau)\rangle = & x_1(\tau)|e, g, 0, 2\rangle + x_2(\tau)|g, e, 2, 0\rangle \\ & + x_3(\tau)|g, g, 2, 2\rangle + x_4(\tau)|e, e, 0, 0\rangle \\ & + x_5(\tau)|g, e, 0, 2\rangle + x_6(\tau)|e, g, 2, 0\rangle \\ & + x_7(\tau)|g, g, 0, 4\rangle + x_8(\tau)|g, g, 4, 0\rangle, \end{aligned} \quad (8)$$

تعیین درجه درهم تنیدگی

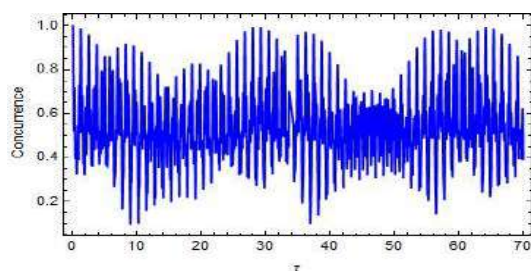
وجود همبستگی های غیرکلاسیک بین سامانه های کوانتومی
متمایز یکی از تفاوت های اساسی بین فیزیک کوانتومی و
کلاسیک است. از این نظر، امروزه درهم تنیدگی به عنوان یک
همبستگی غیرکلاسیک، نقشی کلیدی در دانش اطلاعات
کوانتومی دارد. برای تعیین این کمیت، تلافی به عنوان معیاری
برای ارزیابی درهم تنیدگی بین دو اتم یاد می شود، تلافی برای
حالت مختلط دوکیوبیت به شکل
 $C_{A_1, A_2} = \max\{\sqrt{\lambda_1} - \sqrt{\lambda_2} - \sqrt{\lambda_3} - \sqrt{\lambda_4}\}$ تعریف می شود، که

مقادیر ویژه مرتب شده ماتریس
 $\hat{\xi} = \rho_{A_1, A_2}(\tau)(\sigma_y \otimes \sigma_y)\rho_{A_1, A_2}^*(\tau)(\sigma_y \otimes \sigma_y)$ هستند

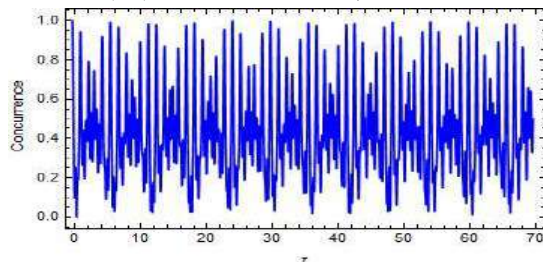
که در آن ρ_{A_1, A_2} ماتریس چگالی کاهش یافته است و σ_y
ماتریس پائولی (مولفه $\mathcal{Y}$) است. ماتریس های چگالی کاهش
یافته "اتم ۱ + اتم ۲" با رابطه زیر محاسبه می شود:

$$\hat{\rho}_{A_1, A_2}(\tau) = \text{Tr}_{F_1, F_2}[\hat{\rho}(\tau)] = \begin{pmatrix} C_{11} & 0 & 0 & C_{14} \\ 0 & C_{22} & C_{23} & 0 \\ 0 & C_{23}^* & C_{33} & 0 \\ C_{14}^* & 0 & 0 & C_{44} \end{pmatrix} \quad (9)$$

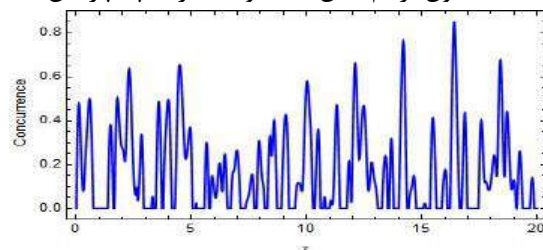
به منظور بررسی درجه درهم تنیدگی دو کیوبیت، نمودارهای
مختلف تلافی با زوایای همدوسی مختلف $\alpha=0$ (عدم وجود
همدوسی) و $\alpha=\frac{\pi}{4}$ (در حضور همدوسی اتمی) رسم شده اند.
نتایج عددی ما از شکل های ۱-۲ به طور کلی نشان می دهد که
درهم تنیدگی نوسان هایی را تجربه می کند. با این حال، در همه
موارد می توان درجه بالایی از درهم تنیدگی را در برخی از لحظات



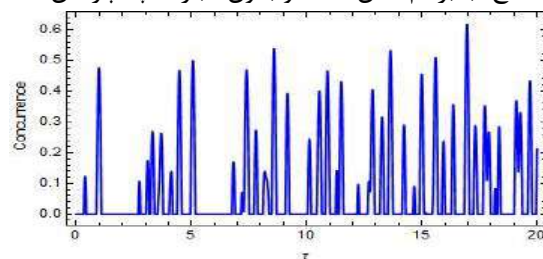
الف) بدون برهم کنش D-D و عبارات پادچرخان



ب) بدون برهم کنش D-D و با عبارات پادچرخان



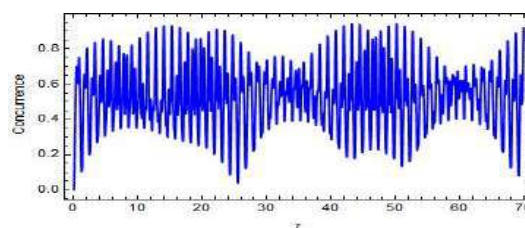
ج) با برهم کنش D-D و بدون عبارات پادچرخان



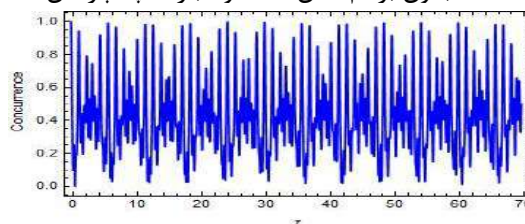
د) با برهم کنش D-D و عبارات پادچرخان

شکل ۲: تلافی برای زاویه همدوسی $\alpha = \frac{\pi}{4}$ ، سایر پارامترها شبیه

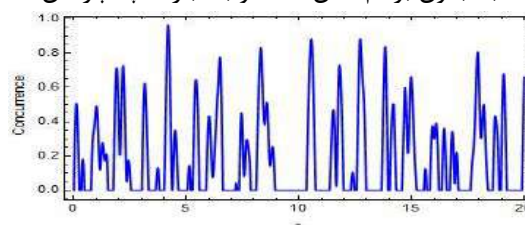
شکل ۱



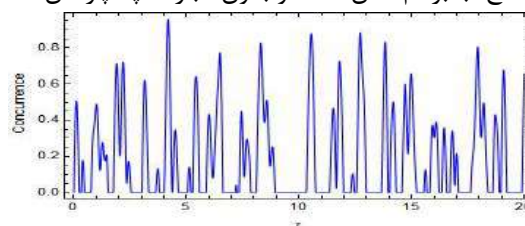
الف) بدون برهم کنش D-D و عبارات پادچرخان



ب) بدون برهم کنش D-D و با عبارات پادچرخان



ج) با برهم کنش D-D و بدون عبارات پادچرخان



د) با برهم کنش D-D و عبارات پادچرخان

شکل ۱: تلافی دو کیوبیت برای $\alpha=0$ بر حسب زمان مقیاس شده

$$\frac{v_1}{g_1} = 3, \frac{v_2}{g_1} = 2, \frac{v_1}{g_1} = 3, \frac{\omega_1}{g_1} = 1.4, \frac{\omega_2}{g_1} = 1.7, \frac{g_2}{g_1} = 1.2, \quad \text{الف) } \tau$$

$$\frac{\kappa}{g_1} = 0, \frac{\lambda_1}{g_1} = \frac{\lambda_2}{g_1} = 0.1, \quad \text{ب) } \frac{\kappa}{g_1} = 0, \frac{\lambda_1}{g_1} = 0, \frac{\lambda_2}{g_1} = 0,$$

$$\frac{\kappa}{g_1} = 2, \frac{\lambda_1}{g_1} = \frac{\lambda_2}{g_1} = 0.1, \quad \text{د) } \frac{\kappa}{g_1} = 2, \frac{\lambda_1}{g_1} = \frac{\lambda_2}{g_1} = 0,$$

مراجع

[۳] Tada, M. Kishimoto, Y. Shibata, M. Kominato, K. Yamada, S. Haseyama, T. Ogawa, I. Funahashi, H. Yamamoto, K. and Matsuki, S. Physics Letters A, 303 vol. 4, pp. 285-291 2002.

[۴] M. Rastegarzadeh, M. K. Tavassoly, Physica Scripta, 90 vol. 2, p-p. 025103 2015.

[۱] M. O. Scully, M. S. Zubairy, Cambridge, CB2 2RU, UK 1997.

[۲] M. Brune, J. M. Raimond, P. Goy, L. Davidovich, Physical review letters, 59 Vol. 17, p-p 1899. 1987

نوسانگر پارامتری نوری فمتوثانیه در ناحیه ی طیفی ۰,۴ - ۲,۵ میکرومتر بر اساس کریستال غیر خطی BiBO

دلنیا پورقباد^۱، مریم شمس^۱ و مسعود قطبی^۱

^۱ گروه فیزیک، دانشکده ی علوم پایه، دانشگاه کردستان، سنندج

چکیده - در این پژوهش خروجی آیدلر یک نوسانگر پارامتری نوری فمتوثانیه بر اساس کریستال غیر خطی BiBO را مورد بررسی قرار داده ایم. این نوسانگر پارامتری نوری به روش دمش همزمان توسط هماهنگ دوم لیزر فمتوثانیه ی Ti:Sapphire و با استفاده از هندسه ی تطبیق فازی هم خط نوع ۱ ($o \rightarrow e+e$) در صفحه ی اپتیکی yz کریستال BiBO در طول موج ۴۰۰ نانومتر پمپ شده است. مشخصه های زمانی و طیفی پالس های آیدلر در بازه ی طیفی ۲۵۰-۹۰۵ نانومتر اندازه گیری شده است.

کلیدواژه - پالس های فمتوثانیه ای مادون قرمز، پمپاژ همزمان، تطبیق فازی، نوسانگر پارامتری نوری

Femtosecond Optical Parametric Oscillator in the 0.4 -2.5 Micrometer Range Based on BiBO Nonlinear Crystal

Delnia Pourghobad¹, Maryam shams¹, and Masood Ghotbi¹

¹ Department of Physics, Faculty of Science, University of Kurdistan, Sanandaj, Iran

d.pourghobad@uok.ac.ir, m.ghotbi@uok.ac.ir

Abstract - In this research, we have investigated the output of a femtosecond optical parametric oscillator (OPO) based on BiBO crystal. The OPO is synchronously pumped using the second harmonic pulses of a femtosecond Ti:Sapphire laser at 400 nm using type I ($o \rightarrow e+e$) phase-matching inside the yz optical plane. The temporal and spectral characterizations of the idler pulses in the spectral ranges of 905-2500 have been performed.

Keywords: BiBO, Infrared femtosecond pulses, Idler output, Optical Parametric Oscillator, Phase-matching, Synchronously pumped

مقدمه

[۱،۲]. در چند دهه ی اخیر، کریستال های BBO (BaB₂O₄).

KTP (KTiOPO₄), LBO (LiB₃O₅) و BiBO (BiB₃O₆) در

نوسانگر پارامتری نوری با پمپاژ همزمان (Synchronously

pumped) مورد استفاده قرار گرفته اند. کریستال BiBO

(BiB₃O₆) دارای ویژگی های نوری منحصر به فردی برای تبدیل

فرکانسی در محدوده های طیفی فروسرخ نزدیک، مرئی و

فرا بنفش است. BiBO کریستالی دوماحوری است که در سه

صفحه ی xy, yz, xz قابلیت تطبیق فاز دارد و دارای خصوصیات

مهمی از جمله محدوده ی شفافیت وسیع، تطبیق فاز مناسب،

آستانه ی آسیب پذیری بالا، ضریب غیر خطی موثر بالا، جدا شدگی

زاویه ای پایین، پذیرفتاری طیفی و زاویه ای بالا می باشد. در حوزه

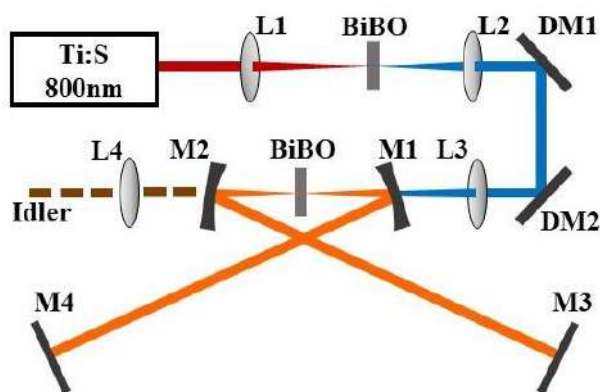
اپتیک غیر خطی، آزمایش های متعددی با استفاده از کریستال

BiBO برای تبدیل فرکانسی در نواحی مرئی و فروسرخ نزدیک

انجام شده است [۳،۴]. پمپاژ همزمان (Synchronously

نوسانگر پارامتری نوری به عنوان وسیله ای برای تولید پالس های فوق کوتاه با محدوده ی تنظیم پذیری فرکانسی وسیع، کاربردهای گسترده ای در علوم مختلف، صنعت و پزشکی دارد. در این نوسانگر، تنظیم پذیری فرکانسی پالس های خروجی بر پایه ی تولید پارامتری نوری (OPG) در یک کریستال غیر خطی امکان پذیر است. در این فرآیند به ازای از بین رفتن هر فوتون پمپ، یک جفت فوتون سیگنال و آیدلر با فرکانس های پایین تر به طور همزمان تولید می شوند. توان خروجی نوسانگر پارامتری نوری به توان لیزر پمپ و همچنین ویژگی های اپتیکی کریستال غیر خطی به کار رفته در کاواک نوسانگر بستگی دارد. لیزر Ti:Sapphir به عنوان یکی از منابع اصلی برای پمپ نوسانگرهای پارامتری نوری فمتوثانیه، در طی سال های گذشته مورد استفاده قرار گرفته است

۴۰۰ نانومتر هستند. با قرار دادن آینه M3 بر روی یک پایهی قابل حرکت با دقت میکرومتر، امکان تغییر طول کاواک به منظور تنظیم شرایط پمپاژ همزمان (Synchronously pumped) و همچنین تنظیم طول موج مرکزی تقویت شده فراهم شده است. کریستال استفاده شده در کاواک، کریستال BiBO با ضخامت ۰٫۷ میلی متر است که به منظور تطبیق فاز نوع ۱ ($e+e \rightarrow o$) در صفحه‌ی نوری yz برش داده شده است. کریستال بر روی یک پایهی چرخان قرار داده شده که امکان چرخش آن و تنظیم زاویه‌ای لازم برای تطبیق فاز را فراهم می‌کند. با توجه به اینکه آینه‌ی M2 عبور بالایی در طول موج‌های بیشتر از ۹۰۰ نانومتر دارد، این امکان را فراهم می‌کند که پالس‌های آیدلر از کاواک نوسانگر خارج شده و مورد بررسی و استفاده قرار گیرند. توان میانگین و طیف پالس‌های آیدلر با استفاده از توان سنج و طیف-سنج ثبت شده و دوره‌ی زمانی این پالس‌های نیز با استفاده از روش میان‌همبسته‌ساز (Cross-correlation) اندازه‌گیری شده است.



شکل ۱: نمای کلی چیدمان آزمایشگاهی نوسانگر پارامتری نوری.

نتایج و بحث

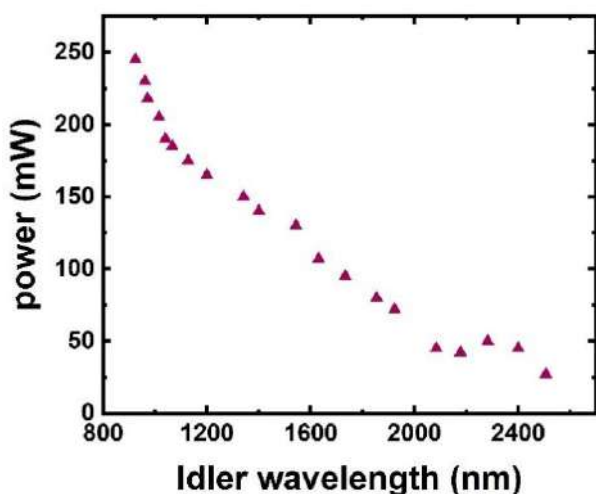
در این آزمایش، ویژگی‌های طیفی و زمانی پالس‌های آیدلر تولید شده توسط یک نوسانگر پارامتری نوری با پمپاژ همزمان (Synchronously pumped) بر اساس کریستال غیرخطی BiBO مورد بررسی قرار گرفته است. پالس‌های آیدلر پس از خروج از کاواک نوسانگر پارامتری نوری از طریق آینه‌ی M2 جمع‌آوری شده‌اند. تنظیم طول موجی از طریق چرخش کریستال در صفحه-ی نوری yz انجام شده است. طیف پالس‌های آیدلر تولید شده در محدوده‌ی تنظیم‌پذیری ۹۰۵-۲۵۰ نانومتر در شکل ۲ نشان داده شده است.

pumped) نوسانگر پارامتری نوری با استفاده از هماهنگ دوم لیزر Yb:KGW، بر اساس کریستال BiBO نیز مورد بررسی قرار گرفته و ویژگی‌های زمانی و طیفی پالس‌های آیدلر گزارش شده است [۵].

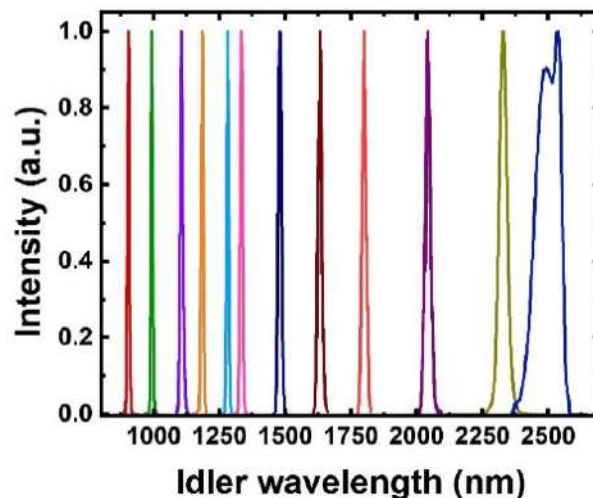
در این پژوهش، یک نوسانگر پارامتری نوری هم‌خط با نرخ تکرار بالا و تنظیم‌پذیری فرکانسی گسترده بر اساس کریستال BiBO ارائه شده است. این نوسانگر به صورت همزمان توسط پالس‌های فمتوثانیه‌ی هماهنگ دوم لیزر Ti:Sapphire در طول موج ۴۰۰ نانومتر پمپ شده است و برای نخستین بار ویژگی‌های زمانی و طیفی پالس‌های خروجی آیدلر آن مورد بررسی قرار گرفته است. پیش از این، ویژگی‌های زمانی و طیفی پالس‌های سیگنال خروجی این نوسانگر پارامتری نوری در محدوده‌ی ۴۸۰ تا ۷۱۰ نانومتر مورد بررسی قرار گرفته است [۶].

چیدمان آزمایشگاهی

چیدمان آزمایش نوسانگر پارامتری نوری در شکل ۱ نشان داده شده است. لیزر پمپ Ti:Sapphire مورد استفاده در این آزمایش دارای پالس‌های نوری با توان میانگین ۱٫۸ وات، نرخ تکرار ۷۶ مگاهرتز، دوره‌ی زمانی ۱۵۰ فمتوثانیه و طول موج مرکزی ۸۰۰ نانومتر می‌باشد. از لنز L1 برای متمرکز کردن پرتوی پمپ بر روی کریستال BiBO، به منظور تولید پالس‌های هماهنگ دوم با طول موج مرکزی ۴۰۰ نانومتر استفاده شده است. پالس‌های تولید شده دارای توان میانگین ۹۵۰ میلی وات (بیش از ۵۰ درصد راندمان تبدیل) هستند. کریستال BiBO برای تطبیق فاز نوع ۱ ($e+e \rightarrow o$) در صفحه‌ی نوری yz برش داده شده است. از لنز L2 به منظور هم‌راستا کردن (Collimation) پرتو در چیدمان آزمایشگاهی استفاده شده است. دو آینه‌ی DM1 و DM2، با پوشش ضد بازتاب در طول موج مرکزی ۸۰۰ نانومتر و پوشش با بازتاب بالا در طول موج مرکزی ۴۰۰ نانومتر، منجر به جدا سازی طول موج ۴۰۰ نانومتر و استفاده از آن به عنوان پالس‌های پمپ نوسانگر پارامتری نوری شده‌اند. پرتوی آبی با طول موج ۴۰۰ نانومتر، توسط لنز L3 بر روی کریستال داخل کاواک نوسانگر پارامتری نوری متمرکز شده است. پیکربندی کاواک نوسانگر پارامتری به صورت X بوده و از دو آینه مقعر M1 و M2 و دو آینه تخت M3 و M4 تشکیل شده است. آینه‌های به کار رفته در کاواک، دارای پوشش با بازتاب بالا در محدوده‌ی طول موجی ۴۸۰-۷۱۰ نانومتر و همچنین عبور بالا در طول موج پمپ

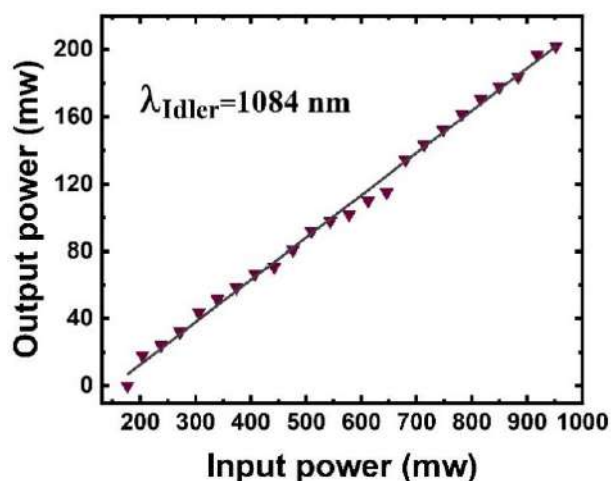


شکل ۳: توان میانگین پالس آیدلر در محدوده‌ی طول موجی ۲۵۰۰-۹۰۵ نانومتر.



شکل ۲: طیف اپتیکی پالس‌های آیدلر تولید شده در محدوده‌ی طول موجی ۲۵۰۰-۹۰۵ نانومتر.

در شکل ۴ منحنی تغییرات خطی توان میانگین آیدلر برحسب توان پمپ ۴۰۰ نانومتر در طول موج ۱۰۸۴ نانومتر نشان داده شده است.



شکل ۴: تغییرات توان آیدلر برحسب توان ورودی پمپ در طول موج ۱۰۸۰ نانومتر.

با تنظیم زاویه‌ای کریستال و طول کاواک، توان پالس‌های آیدلر در طول موج‌های مختلف بهینه سازی شده است. هنگامی که طول موج از ۹۰۵ نانومتر تا ۲۵۰۰ نانومتر تغییر می‌کند، توان خروجی از ۲۴۵ میلی‌وات تا ۲۷ میلی‌وات کاهش می‌یابد که نتایج در شکل ۳ نشان داده شده است. بهینه سازی این پارامترها می‌تواند بازده تبدیل انرژی را بهبود بخشد و توان پالس‌های خروجی را افزایش دهد. می‌توان کاهش توان پالس‌های آیدلر تولید شده با افزایش طول را توضیح داد. با توجه به اینکه به ازای هر فوتون پمپ یک فوتون سیگنال و یک فوتون آیدلر تولید می‌شود، تعداد فوتون‌های این دو در طول موج‌های متناظر برابر می‌باشد. اما انرژی فوتون‌های آیدلر با افزایش طول موج کاهش می‌یابد و این امر باعث کاهش توان متوسط خروجی آیدلر در طول موج‌های بالاتر می‌شود. به علاوه با افزایش طول موج آیدلر، ممکن است تلفات بازتاب در کریستال یا آینه‌ی خروجی M2 افزایش یابد.

آستانه عملکرد نوسانگر پارامتری نوری، ۱۳۵ میلی‌وات بوده و در حداکثر توان پمپ که ۹۵۰ میلی‌وات است، توان سیگنال ۲۰۰ میلی‌وات بدست آمده است. این توان سیگنال نشان دهنده‌ی راندمان تبدیل از پمپ به سیگنال می‌باشد که بیش از ۲۰ درصد است.

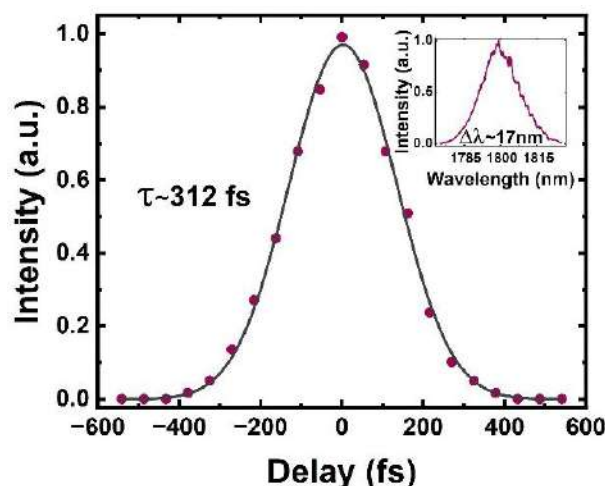
نتیجه گیری

در این پژوهش، خروجی آیدلر نوسانگر پارامتری نوری فمتوثانیه با پمپ در نور آبی بر اساس کریستال BiBO مورد مطالعه قرار گرفته است. این نوسانگر به طور همزمان (Synchronously pumped) توسط هماهنگ دوم لیزر Ti:Sapphire در طول موج نور آبی پمپ شده است. نتایج نشان می دهد که با تنظیم زاویه ای کریستال این نوسانگر پارامتری نوری قادر است دامنه وسیعی از طول موج ها را پوشش دهد و محدوده طول موجی ۲۵۰۰-۹۰۵ نانومتر برای پالس های آیدلر قابل دستیابی است. در این پژوهش برای نخستین بار، ویژگی های زمانی و طیفی پالس های آیدلر خروجی از این نوسانگر پارامتری نوری مورد بررسی قرار گرفته است. توان میانگین پالس های آیدلر تا ۲۴۵ میلی وات اندازه گیری شده است و دوره زمانی پالس های آیدلر، بدون متراکم کردن، در محدوده ۲۴۶ تا ۳۲۶ فمتوثانیه بدست آمده است.

مرجع ها

- 1- D. T. Reid, J. Sun, T. P. Lamour, et al., "Advances in ultrafast optical parametric oscillators," Laser Phys. Lett., vol. 8, No. 1, pp. 8-15, 2011.
- 2- E. Martin, et al, "Broadband, rapidly tunable Ti:Sapphire-pumped BiB3O6 femtosecond optical parametric oscillator", Opt. Lett., vol. 36, No. 9, pp. 1671-1673, 2011.
- 3- M. Ghotbi, and M. Ebrahim-Zadeh, "Optical second harmonic generation properties of BiB3O6", Opt. Exp., Vol. 12, No. 24, pp. 6002-6019, 2004.
- 4- W Tian, et al, "High-power, widely tunable, green pumped femtosecond BiB3O6 optical parametric oscillator", Opt. Lett., Vol. 41, No. 21, pp. 4851-4854, 2016.
- 5- J. Yang, et al, "A 515-nm laser-pumped idler-resonant femtosecond BiB3O6 optical parametric oscillator", Chinese Phys. B, vol. 31, No. 1, pp. 1, 2022.
- 6- M. Ghotbi, A. Esteban-Martin and M. EbrahimZadeh, "BiB3O6 femtosecond optical parametric oscillator", Opt. Lett., Vol. 31, No. 21, pp. 3128-3130, 2006.

مشخصه زمانی پالس های آیدلر با استفاده از روش میان همبسته ساز (Cross-correlation) اندازه گیری شده است. در این روش از پالس های لیزر Ti:Sapphire با طول موج ۸۰۰ نانومتر و دوره زمانی ۱۵۰ فمتوثانیه به عنوان مرجع استفاده شده است. دوره زمانی پالس های آیدلر در کل محدوده ی طول موجی، بدون متراکم کردن اندازه گیری شده است. دوره زمانی پالس های آیدلر از ۲۴۶ فمتوثانیه در طول موج ۹۰۵ نانومتر تا ۳۲۶ فمتوثانیه در طول موج ۲۵۰۰ نانومتر افزایش می یابد. در شکل ۵، طیف و دوره زمانی پالس آیدلر (بدون متراکم کردن) در طول موج مرکزی ۱۸۰۰ نانومتر نشان داده شده است که دارای دوره زمانی ۳۱۲ فمتوثانیه و پهنای طیفی ۱۷ نانومتر می باشد. حاصل ضرب زمان-پهنای باند (Time-bandwidth product) برابر ۰,۴۹۱ است که به مقدار حدی ۰,۴۴۱ برای پالس گاوسی بسیار نزدیک است.



شکل ۵: میان هم بستگی پالس آیدلر برای طول موج مرکزی ۱۸۰۰ نانومتر (دوره زمانی پالس آیدلر ۳۱۲ فمتوثانیه و پهنای طیفی پالس ۱۷ نانومتر می باشد).

شبیه سازی بازیابی نمایه دما توسط لیدار پراکندگی رایلی در لایه های فوقانی جو

سید ایوب موسوی^۱، ابوالحسن مبشری^۱، مجتبی ارجمند^۱

^۱-مجتمع علوم کاربردی نوین، دانشگاه صنعتی مالک اشتر، اصفهان

چکیده - در این تحقیق، یک لیدار اندازه گیری دمای لایه های فوقانی جو توسط پراکندگی رایلی، طراحی و شبیه سازی شد. در این روش با استفاده از سیگنال بازگشتی، چگالی نسبی مولکول های هوا و گرادیان های فشار، استخراج می گردند. سپس توسط قانون گاز ایده آل، در شرایط تعادل هیدروستاتیک، با استفاده از روش اینتگریشن و مقداردهی اولیه، معادله غیر خطی فشار، به روش عددی حل شده و دما بازیابی می شود. نتایج نشان می دهد با در نظر گرفتن خطای ناشی از تخمین ناصحیح فشار در ارتفاعات بالا و نوفه های موجود در این سیستم ها، بازیابی دما تا ارتفاع ۴۵ کیلومتری معتبر است. در این شبیه سازی اثر خطای ناشی از تخمین اولیه فشار و نوفه های سیستم نیز بطور مختصر بررسی شده است. در نهایت با استفاده از تکنیک موجک در نوفه زدایی می توان در این سناریو تا ارتفاع ۸۰ کیلومتری بازیابی دما را ارتقا داد.

کلیدواژه- پراکندگی رایلی، دمای اتمسفر، لیدار

Simulation of temperature profile retrieval by Rayleigh scattering LiDAR for the upper layers of atmosphere

Seyed Ayoob Moosavi, Abolhasan Mobashery, Mojtaba Arjmand

Faculty of Modern applied Science, Malek Ashtar University of technology, Isfahan

ayooobm63@gmail.com

Abstract - In this research, a lidar for retrieving the temperature of the upper layers of the atmosphere by Rayleigh scattering was designed and simulated. Using the governing equations, relative density and pressure gradients were extracted. Considering the ideal gas law in hydrostatic equilibrium, the nonlinear equation was solved numerically using integration method. The results show that, the error caused by the incorrect estimation of the pressure at high altitudes and unavoidable noises in these systems, the temperature retrieval is valid up to 45 km height, but by using the Wavelet technique in denoising the signal, it is possible to estimate the temperature up to the height of 80 km.

Keywords: Atmospheric temperature, Rayleigh scattering, LiDAR.

مقدمه

چون این تخمین در انتهای بازه اندازه گیری لیدار زده می شود (یعنی جائیکه نرخ سیگنال به نوفه پایین است) هر انتخاب غیر صحیحی منجر به خطای بزرگی در تخمین دما در آن ارتفاع خواهد شد. بدین صورت که اگر یک خطای ΔP در بالای محدوده داشته باشیم منجر به خطای تخمین دمای $\Delta T = M\Delta P / (R p_i)$ در ارتفاع یا تکرار i ام می شود. به عبارتی جایی که p پایین است عدم قطعیت در تعیین دما بالا می رود و از طرفی وجود نوفه و تخمین گرادیان های ناصحیح و منفی در بازیابی به سمت پایین موجب واگرایی جواب ها خواهد شد؛ در نتیجه به سرعت دما از مقادیر واقعی دور می شود. مدل های تکمیلی CIRA و MSIS در کنترل جواب های بدست آمده می توانند مفید باشند [۴]. اما به مرور با پایین آمدن ارتفاع و افزایش مقدار چگالی و فشار، و همینطور افزایش نسبت سیگنال به نوفه، عدم قطعیت کاهش می یابد؛ اثر تخمین اولیه کمتر می شود و اعداد به دست آمده دقیق تر خواهند شد. در این مقاله ضمن شبیه سازی سیگنال لیداری به محاسبه خطاهای اندازه گیری در ارتفاع بالای استراتوسفر و اثر استفاده از روشهای نوفه زدایی موجب در کاهش این واگرایی ها پرداخته ایم.

شبیه سازی

در سناریوی شبیه سازی، از یک لیدار با طول موج ۳۵۵ نانومتر با انرژی ۱۰۰ میلی ژول استفاده شده است. این لیزر پالس هایی با نرخ تکرار ۱۰۰ هرتز و پهنای پالس ۱۰ نانو ثانیه گسیل می کند. گیت گیرنده به گونه ای تنظیم شده است که از اثر هواویز-های لایه های اولیه جو و اشباع سیگنال جلوگیری کند. اندازه دهانه تلسکوپ ۲۵ سانتیمتر در نظر گرفته شده است. این شبیه سازی ها در نرم افزار محاسباتی متلب انجام شده است. پارامترهای شبیه سازی را در جدول (۱) مشاهده می کنید. با استفاده از حل معادله لیدار، تعداد فوتون دریافتی در محل گیرنده را محاسبه می کنیم:

$$N_{\text{photon}} = K P_0 A \left(\frac{\beta_{\text{Rayleigh}}}{z^2} \right) \exp(-2\tau) \quad (۶)$$

که در آن τ ضریب افت کل اتمسفر و β ضریب پس پراکندگی رایلی در طول موج ۳۵۵ نانومتر و A سطح مقطع گیرنده و z ارتفاع و K ثابت لیداری است. تعداد فوتون دریافتی در یک متوسط گیری بر روی ۱۰۰۰۰ پالس انجام گرفته است.

اندازه گیری دقیق نمایه عمودی دما در جو زمین در مطالعات جوی نقش مهمی را ایفا می کند. یکی از مهم ترین روش های اندازه گیری دما از طریق سنجش از دور لیزری (لیدار) توسط سیگنال پس پراکنده کشسان رایلی است [۱]. اساس بازیابی دما از طریق لیدار پراکندگی رایلی که توسط هاچکون و چانین ارائه شد، قانون گاز ایده آل است [۲]. در این روش یک پالس لیزری به سمت جو زمین گسیل شده و تعداد فوتون دریافتی پس پراکنده شده بر حسب ارتفاع، توسط گیرنده لیدار، در جاییکه فقط پس پراکندگی مولکولی وجود داشته باشد، به عنوان پراکندگی رایلی مولکولی ذخیره می شود. در چنین بازه ارتفاعی، تعداد فوتون دریافتی، با یک ضریب ثابت K با چگالی مولکولی هوا مرتبط می شود. درگام بعدی می توان گرادیان فشار در یک بازه dz را بر حسب چگالی و شتاب گرانشی استخراج کرد

$$dP(z) = -\rho(z)g(z)dz \quad (۱)$$

اگر اتمسفر در بازه زمانی اندازه گیری، در تعادل هیدرو استاتیک باشد، با استفاده از قانون گاز ایده آل می توان فشار را با دما توسط رابطه $P(z) = R\rho(z)T(z)/M$ مرتبط کرد که در آن T دما بر حسب کلوین و R ثابت گاز ایده آل و M جرم مولکولی هوا است. حال با بکارگیری رابطه (۱) می توان نوشت:

$$\frac{dP(z)}{P(z)} = -Mg(z)/RT(z)dz = d(\log(P(z))) \quad (۲)$$

چالش اصلی در رابطه فوق، غیر خطی بودن آن است که به منظور حل آن ملزم به یک تخمین اولیه برای فشار یا دما به عنوان مقدار اولیه در ارتفاعات بالا و سپس حل جزئی گام به گام به صورت تکرار برای لایه های پایین تر هستیم [۳]. برای استخراج دما به روش تکرار، معادله (۲) را می توان بدین صورت بازنویسی کرد:

$$\frac{P(z_i - \frac{\Delta z}{2})}{P(z_i + \frac{\Delta z}{2})} = \exp \left(\frac{Mg(z_i)}{RT(z_i) \Delta z} \right) \quad (۳)$$

و در نهایت دما را می توان از رابطه (۴) استخراج کرد:

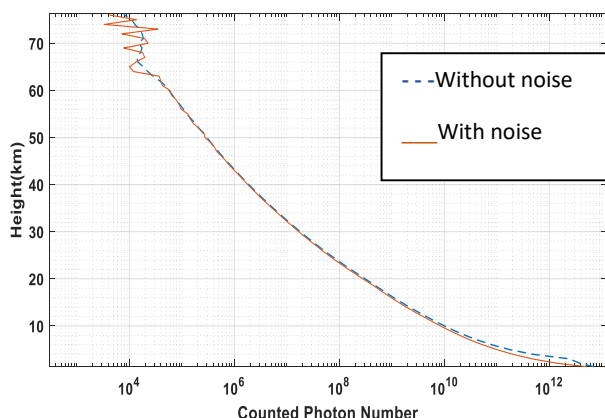
$$T(z_i) = Mg(z_i) / R \log(1 + X_i) \Delta z \quad (۴)$$

که در آن X برابر است با

$$X_i = \rho(z_i)g(z_i) \Delta z / P(z_i + \Delta z/2) \quad (۵)$$

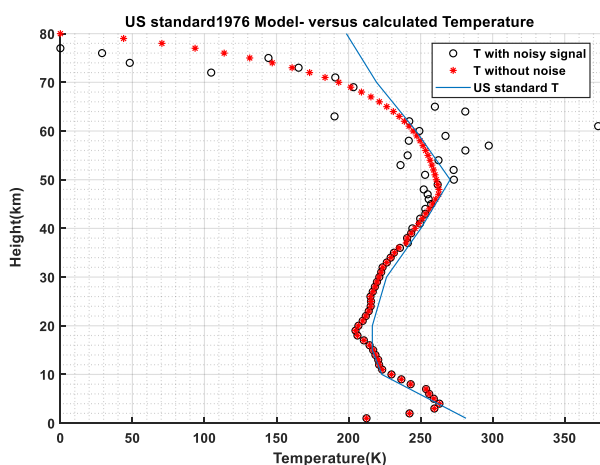
جدول ۱: مشخصات و پارامترهای شبیه سازی

30km-80 km	محدوده اندازه گیری
$dz=1\text{ km}$	بازه های اندازه گیری
$\lambda=355\text{ nm}$	طول موج لیزر
$E=0.1\text{ J}$	انرژی بر پالس لیزر
0.25 m	قطر تلسکوپ دریافت
$R=8.314\text{ J/(mol K)}$	ثابت گاز کامل
$M=28.97\text{ kg/m}^3$	جرم مولکولی هوا
latitude US standard 1976 mid summer	مدل اتمسفری



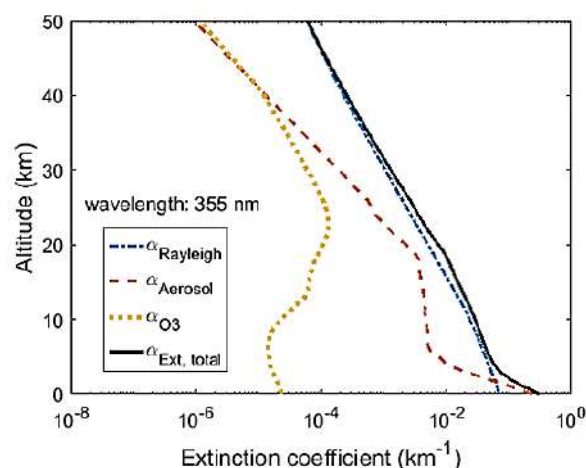
شکل ۲: نمودار تعداد فوتون دریافتی بر حسب ارتفاع

در شکل ۳ نمودار مقایسه ای بازیابی دما در حضور نوفه را مشاهده می کنید. در فرایند بازیابی دما، نسب به حالتی که این نوفه وجود ندارد، پراکندگی شدیدی مشاهده می شود اما در ارتفاع ۴۵ کیلومتر به پایین، با غالب شدن شدت سیگنال به نوفه، بازیابی با کیفیت بهتری انجام می پذیرد.



شکل ۳: نمودار مقایسه ای بازیابی دما در حضور نوفه نسبت به اتمسفر استاندارد و سیگنال بدون نوفه

خطای تخمین مقدار اولیه P_0 نیز در همگرایی سریعتر در ارتفاعات بالا موثر است عملکرد و اختلاف دمای حاصله را در شکل ۴ مشاهده می کنید.



شکل ۱: پارامترهای ورودی بر اساس US Standard 1976

چالش اصلی در اندازه گیری دما در لایه های بالای استراتوسفر است. بدترین شرایط حالتی است که در انتهای بازه اندازه گیری مطلوب، میزان توان سیگنال و نوفه دریافتی از یک مرتبه باشد. برای بررسی این شرایط یک نوفه گاوسی سفید از مرتبه سیگنال در آخرین ارتفاعات بر روی سیگنال دریافتی اعمال می کنیم و قصد داریم در این شرایط بازیابی دما را انجام دهیم. در شکل ۲ نمودار سیگنال حاصله را مشاهده می کنید.

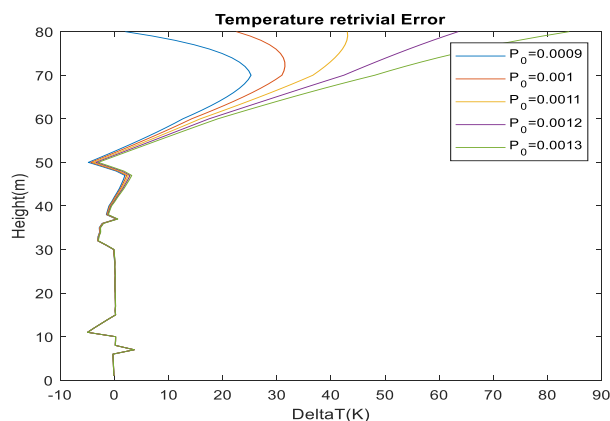
در مقیاس‌های مختلف را فراهم کند تا رزولوشن فضایی کاسته نشود. در شکل ۵ اثر استفاده از نوفه زدایی موجک Sym با چهار مرحله جداسازی را مشاهده می‌کنید. در این شکل نقاط دایره ای مشکی رنگ که دمای بازیابی شده است تخمین بهتری نسبت به شکل ۴ دارند و تا ارتفاعات بالاتری معتبر هستند.

نتیجه گیری

در فرآیند بازیابی دما در لیدار رایلی، انتگرال گیری از لایه‌های بالاتر از محدوده مد نظر در جو شروع می‌شود. در این سناریو از ارتفاع ۸۰ کیلومتری شروع شد و تقریباً در لایه استراتوسفری یعنی ۵۰ کیلومتری به بازیابی مناسبی از دما رسیدیم. نتایج نشان می‌دهد استفاده از تخمین مناسب اولیه در فشار، همگرایی سریعتر را نتیجه می‌دهد و از طرفی استفاده از نوفه زدایی موجک باعث می‌شود حداکثر ارتفاع اندازه‌گیری معتبر، بدون هیچ گونه تغییر در شدت پالس لیزری و یا بهره گیرنده و هندسه لیدار ارتقا یابد.

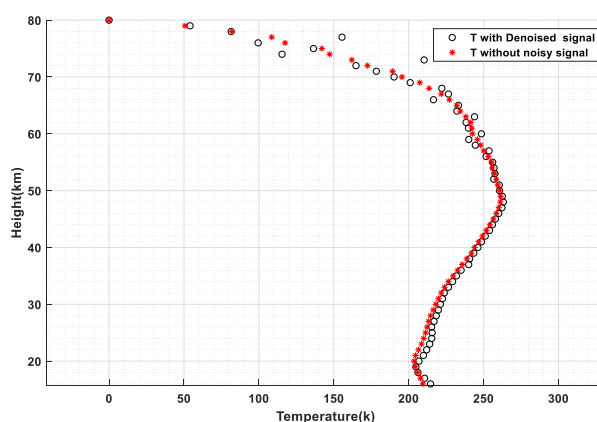
مرجع‌ها

- 1- Sica, Robert J., and Alexander Haeefe. "Retrieval of temperature from a multiple-channel Rayleigh-scatter lidar using an optimal estimation method." *Applied optics* 54, no. 8 (2015): 1872-1889.
- A. Hauchecorne and M. L. Chanin, "Density and temperature profiles obtained by lidar between 35 and 70 km", *Geophysical Research Letters* 1980 Vol. 7 Issue 8 Pages 565-568
- 2- Sica, Robert J., and Alexander Haeefe. "Retrieval of temperature from a multiple-channel Rayleigh-scatter lidar using an optimal estimation method." *Applied optics* 54, no. 8 (2015): 1872-1889.
- 3- Marichev, V. N., & Bochkovskii, "Thermal regime of the middle atmosphere over Tomsk in 2022 from the lidar monitoring data. " 29th International Symposium on Atmospheric and Ocean Optics: Atmospheric Physics 2023, October (Vol. 12780, pp. 1392-1395). SPIE.
- 4- Keckhut, M.-L. Chanin and A. Hauchecorne "Stratosphere temperature measurement using Raman lidar", *Applied optics* 1990 Vol. 29 Issue 34 Pages 5182-5186



شکل ۴: اثر خطای تخمین مقدار اولیه فشار در محاسبه دما در ارتفاع بالا

در شبیه‌سازی‌های فوق، واگرایی‌های حاصل از نوفه در ارتفاع بالا و همچنین خطای حاصل در بازیابی دما ناشی از تخمین ناصحیح مقدار اولیه فشار، به وضوح قابل مشاهده هستند. در این شرایط استفاده از توابع نرم‌کننده و پردازش سیگنال می‌تواند در بهبود بازیابی دما در انتهای بازه کمک کند.



شکل ۵: نمودار بازیابی دما پس از نوفه زدایی موجک از سیگنال

برای کاهش خطا در محاسبه دما در ارتفاعات بالا، می‌توان از هموارسازی داده‌های سیگنال مانند روش میانگین متحرک استفاده کرد که منجر به کاهش افت و خیزهای تصادفی و غیر محتمل در آن لایه می‌شود؛ اما در این مقاله استفاده از روش نوفه زدایی موجک پیشنهاد شده است که دارای برتری‌های ویژه ای است به این معنی که موجک می‌تواند کاهش انتخابی نویز

بررسی ویژگی‌های نوری آب به منظور طراحی لیدار بسی متری با استفاده از داده‌های ماهواره

شکیبا مساوات شهرضا، سید ایوب موسوی

مجتمع دانشگاهی علوم کاربردی نوین، دانشگاه صنعتی مالک اشتر، اصفهان

چکیده - در این مقاله، به منظور طراحی لیدار هوایرد با استفاده از داده‌های ماهواره‌ای به بررسی پارامترهای نوری دریا پرداخته و میزان عمق سشی آب‌های منطقه مورد بررسی قرار گرفته‌اند. از آنجا که منطقه خلیج فارس دارای یک اکوسیستم زیستی قوی است خواص اپتیکی متغیری در طول سال داشته و نسبت به آب‌های آزاد، سیگنال‌های لیداری عمق نفوذ کمتری را دارند. نتایج نشان می‌دهند بیشترین شفافیت آب به‌طور میانگین در تابستان در دریای عمان با حداکثر عمق سشی ۴۵ متر و در زمستان به حداکثر ۱۲ متر خواهد رسید و در تنگه هرمز و خطوط ساحلی کمترین شفافیت را در طول موج‌های مرئی دارند.

کلیدواژه- الگوریتم Kd₄₉₀، داده‌های ماهواره، عمق سشی، عمق سنجی زیر آب، لیدار.

Investigating the optical properties of water by using satellite data in order to design the bathymetry LiDAR

Shakiba Mosavat Shahreza, Seyed Ayoob Moosavi

shakibamosavat@gmail.com , ayoobm63@gmail.com

Abstract - In this paper, in order to design an airborne LiDAR, by using satellite data, the optical properties of the sea is studied and the secchi depth of the waters of the region is estimated. Since the Persian Gulf region has a strong biological ecosystem, it has variable optical properties throughout the year and has a lower penetration depth of LiDAR signals compared to other oceans. The results show that the highest water transparency in visible wavelengths is belong to Oman Sea in summer with a maximum secchi depth of 45 meters. In the winter, it will decrease to a maximum of 12 meters. On the other hand, Strait of Hormuz and shallow waters have the lowest transparency during the year.

Keywords: Bathymetry, Kd₄₉₀ algorithm, LiDAR, Satellite data, Secchi depth.

مقدمه

استخراج داده‌های حسگرهای ماهواره و بازیابی خواص اپتیکی دریا

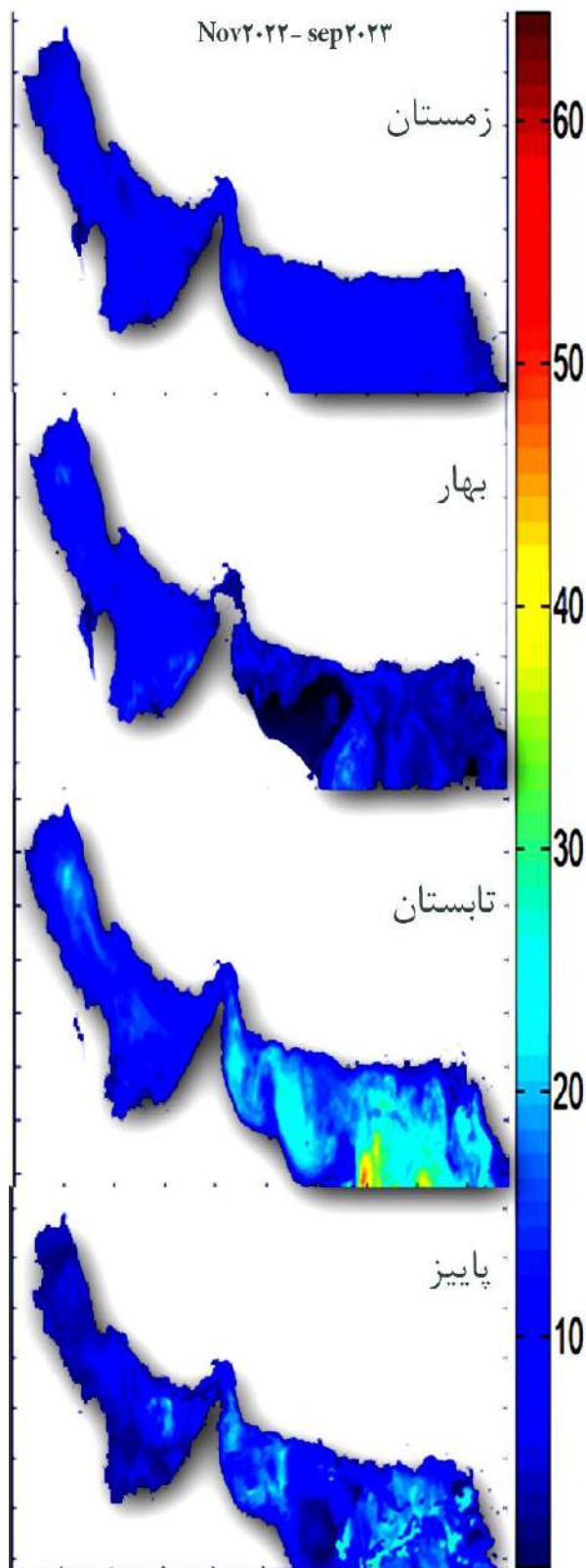
امروزه ماهواره‌ها کاربردهای متنوعی دارند و بسته به نیاز حسگرهای متنوعی بر روی آن‌ها تعبیه شده است. رادیومتر تصویربرداری مادون قرمز مرئی، (Visible Infrared Imaging Radiometer Suite (VIIRS) یکی از حسگرهای چند طیفی کلیدی در ماهواره NOAA-20 است. این ابزار تصاویر مرئی و فروسرخ و مشاهدات جهانی از زمین، کرایوسفر، اقیانوس‌ها و جو را جمع‌آوری می‌کند. در حال حاضر، حسگرهای VIIRS در ماهوریت‌های ماهواره‌های Suomi NPP و NOAA-20، رصد بسیاری از پارامترهای زیست محیطی حیاتی مانند پوشش برف و یخ، ابرها، مه، ذرات معلق در هوا، آتش، دود، گرد و غبار، سلامت پوشش گیاهی، فراوانی فیتوپلانکتون و کلروفیل در اقیانوس‌ها را به عهده دارند [۵]. ضریب تضعیف انتشار (Diffuse attenuation coefficient ($K_d(490)$) در طول موج ۴۹۰ نانومتر، یک ویژگی مهم آب مربوط به نفوذ نور و دسترسی در سیستم‌های آبی و همچنین نشانگر کدر بودن ستون آب است و به‌طور مستقیم با غلظت ذرات پراکننده در ستون آب مرتبط است. تخمین دقیق ضریب تضعیف انتشار نه تنها برای درک فرآیندهای فیزیکی مانند انتقال حرارت در لایه بالایی اقیانوس بسیار مهم است، بلکه در رصد فرآیندهای بیولوژیکی مانند فتوسنتز فیتوپلانکتون‌ها نیز در منطقه اقیانوس مهم است. الگوریتم حسگر VIIRS برای تخمین $K_d(490)$ شامل یک الگوریتم مجزا برای اقیانوس‌های آزاد شفاف و یک الگوریتم برای آب کدر است. کدری آب منجر به کاهش نفوذ نور (تضعیف) در آب به دلیل پراکندگی توسط ذرات یا به دلیل جذب نور توسط خود آب است [۶].

قبل از سنجش از دور توسط ماهواره، روش‌های متعددی برای تعیین کمیت شفافیت آب معرفی شده بود. عمق سشی به ارتفاعی درون آب گفته می‌شود که می‌توان با چشم غیرمسلح یک دیسک دایره‌ای سیاه و سفید به قطر ۳۰ سانتی‌متر را تشخیص داد. دیسک سشی (Secchi) به عنوان یکی از ساده‌ترین و معمول‌ترین ابزارهای مورد استفاده برای اندازه‌گیری پارامتر عمق سشی (Secchi depth (SD)) است.

عمق‌سنجی زیر آب (bathymetry) به ارزیابی کف دریاچه یا اقیانوس می‌پردازد و برای طیف وسیعی از کاربردها مهم است. با استفاده از عمق‌سنجی، نقشه عمق خط ساحلی، تأسیسات زیر آب و بنادر در قسمت‌های کم‌عمق دریاها تهیه می‌شود و در راستای نظارت بر اکوسیستم، مدل‌سازی خطوط انتقال، باستان‌شناسی دریایی، پایش فرسایش یا رسوب خط ساحلی، مدیریت پشتیبانی بنادر و ایمنی در ناوبری دریایی به کار گرفته می‌شود [۱].

عمق‌سنجی لیدار هوابرد (Airborne LiDAR Bathymetry (ALB) روشی برای اندازه‌گیری عمق آب‌ها و دریاچه‌های ساحلی نسبتاً شفاف و نزدیک به ساحل است که سیستم لیدار بر روی یک هواپیما مستقر شده و در ارتفاع پایین پرواز می‌کند. سیستم لیدار از پرتو لیزر پالسی استفاده می‌کند تا محیط زیر هواپیما را اسکن کرده و داده‌های عمق‌سنجی را ثبت نماید. ALB، یک فناوری جذاب برای اندازه‌گیری آب‌های کم‌عمق به دلیل سرعت بالای جمع‌آوری داده‌ها و چگالی ابر نقاط متراکم، به‌دست‌آمده است. [۲، ۳]. حسگرهای لیدار قابلیت نفوذ به اعماق ستون آب را دارند، اما عمق نفوذ آن‌ها نه تنها توسط مشخصات سیستم لیدار (توان، فرکانس) و سخت‌افزار/نرم‌افزار مرتبط با آن، بلکه توسط شرایط اپتیکی اقیانوس تعیین می‌شود که به مختصات جغرافیایی و زمانی وابسته هستند.

پارامترهای اپتیکی اقیانوس و ملاحظات زیست محیطی می‌تواند در طراحی سنسورهای لیداری نسل بعدی کمک کنند. استفاده از داده‌های ماهواره با وضوح نسبتاً بالا (۴ کیلومتر) امکان مطالعه ویژگی‌های اقیانوسی در مقیاس متوسط و تأثیر آن‌ها بر عمق نفوذ لیدار به زیر سطح آب را فراهم می‌کند [۴]. در این مقاله، به‌منظور طراحی لیدار هوابرد در منطقه مورد مطالعه (منطقه خلیج فارس، تنگه هرمز و دریای عمان)، با استفاده از داده‌های ماهواره‌ای به بررسی پارامترهای نوری مؤثر بر عمق نفوذ لیدار به زیر سطح آب و وابستگی نتایج اندازه‌گیری به جغرافیا و زمان پرداخته شده است.



شکل ۱: عمق سشی به ترتیب از بالا در فصل‌های زمستان، بهار، تابستان و پاییز.

سه الگوریتم برای ارتباط بین K_d و SD بر اساس مطالعات تئوری و تجربی معرفی شده است. SD با استفاده از $K_d(490)$ به دست آمده از ماهواره از الگوریتم‌های تجربی مولر و مورل و الگوریتم نیمه تحلیلی لی پیش بینی می‌شود. الگوریتم مولر به صورت زیر بیان می‌شود:

$$K_d_{490_mueller} = 0.0166 + 10^{-0.8813 - 2.0584 \times x + 2.5878 \times x^2 - 3.4885 \times x^3 - 1.5061 \times x^4} \quad (1)$$

به صورتی که:

$$x = \log_{10}(R_{rs_488} / R_{rs_547}) \quad (2)$$

الگوریتم تجربی دیگری که توسط مورل توسعه یافته است، K_d را با غلظت کلروفیل (Chl) با استفاده از مجموعه‌های مختلف اندازه‌گیری در موقعیت مورد نظر مرتبط می‌کند:

$$K_d_{490_morel} = 0.0166 + 0.07242 Chl^{0.68955} \quad (3)$$

با این حال، این الگوریتم‌های تجربی معمولاً زمانی که در آب‌های ساحلی اعمال می‌شوند، دارای خطا می‌شوند. لی و همکارانش یک الگوریتم نیمه تحلیلی برای تخمین $K_d(490)$ ارائه کردند که هم برای آب‌های عمیق و هم برای آب‌های ساحلی با $K_d(490)$ از 4 m^{-1} تا 0.04 به خوبی کار می‌کند. این الگوریتم به صورت زیر بیان می‌شود:

$$K_d_{490_lee} = (1 + 0.005 \theta_0) a(490) + 4.18 (1 - 0.52 e^{-10.8 a(490)}) b_b(490) \quad (4)$$

که در آن a و b_b مجموع جذب و پس‌پراکندگی اجزای فعال نوری هستند و θ_0 زاویه سمتی نسبت به خورشید است [۷].

که میزان شفافیت آب و عمق سشی در محلها و زمانهای متفاوت تحت تأثیر شرایط زیستی در این منطقه قرار دارد و به طور کلی آب دریای عمان از شفافیت بیشتری برخوردار است. عمق سشی در تنگه هرمز و خط ساحلی، کمترین مقدار است. به طور میانگین بیشترین عمق اندازه گیری در این منطقه توسط لیدارهای نوعی در فصل تابستان با حداکثر میزان عمق سشی ۴۵ متر خواهد بود.

مرجع ها

- 1- Wang, et al., A comparison of waveform processing algorithms for single-wavelength LiDAR bathymetry. ISPRS Journal of Photogrammetry and Remote Sensing, 2015. 101: p. 22-35.
- 2- G.C. Guenther, Airborne lidar bathymetry. Digital elevation model technologies and applications, 2007. 2: p. 253-320.
- 3- A. Szafarczyk, and C. Toś, The use of green laser in LiDAR bathymetry: State of the art and recent advancements. Sensors, 2022. 23(1): p. 292.
- 3- S. DeRada, S. Ladner, and R.A. Arnone. Coupling ocean models and satellite derived optical fields to estimate lidar penetration and detection performance. in Remote Sensing of the Ocean, Sea Ice, Coastal Waters, and Large Water Regions 2012. 2012. SPIE
- 4- National Oceanic and Atmospheric Administration; Available from: <https://ncc.nesdis.noaa.gov/NOAA-20/index.php>.
- 5- M. Wang, et al., Visible Infrared Imaging Radiometer Suite (VIIRS) Ocean Color Products Algorithm Theoretical Basis Document Version 1. J. Quant. Spectrosc. Radiat. 2017. 188: p. 181-187.
- 6- Al Kaabi, M.R., J. Zhao, and H. Ghedira, MODIS-based mapping of Secchi disk depth using a qualitative algorithm in the shallow Arabian Gulf. Remote Sensing, 2016. 8(5): p. 423.
- 7- K. Kabiri, Estimation of the Secchi disk depth from the NASA MODIS-Aqua diffuse attenuation coefficient data in the northern Persian Gulf and the Gulf of Oman: A spatiotemporal assessment. Regional Studies in Marine Science, 2022. 52: p. 102359.

کبیری و همکارانش [۸]، با به کارگیری مقادیر $K_d(490)$ در شمال خلیج فارس، تنگه هرمز و دریای عمان و با اندازه گیری محلی در چند نقطه، الگوریتمی برای ارتباط ضریب K_d و SD به صورت زیر تخمین زدند:

$$SD = 0.34 K_d (490)^{-1.42} \quad (5)$$

امروزه داده های این حسگرها توسط سرورهای مربوطه بر بستر اینترنت قابل دسترسی و خرید هستند. برای دسترسی به این داده ها در پایگاه داده سایت NOAA CoastWatch ثبت نام کرده و داده های مربوط به کلروفیل و $K_d(490)$ در منطقه خلیج فارس، تنگه هرمز و دریای عمان را در بازه زمانی پاییز ۲۰۲۲ تا تابستان ۲۰۲۳، را با فرمت nc دانلود می کنیم. سپس، داده ها با استفاده از نرم افزار متلب تجزیه و تحلیل شده و نتایج عمق سشی را رسم می کنیم. نتایج در شکل ۱ نشان داده شده است. طبق شکل حداکثر عمق سشی در زمستان ۱۲ متر، در بهار ۱۵ متر، در تابستان ۴۵ متر و در پاییز ۳۰ متر به دست آمده است. همان طور که از شکل ۱ مشخص است عمق سشی در نزدیک خط ساحلی و تنگه هرمز، کمترین مقدار را دارد. به طور کلی عمق سشی در دریای عمان، در مقایسه با خلیج فارس بیشتر بوده و به دلایل زیستی، فصل تابستان، شفافیت آب بالاتر است. بررسی لیدارهای هوا برد نشان می دهد که بسته به شدت پالس های لیزری و توانایی سامانه قابلیت اندازه گیری از مرتبه یک تا نهایتاً ۳٫۵ برابر عمق سشی را دارند [۳]. لذا با توجه به عمق نوعی خلیج فارس فقط لیدارهای هوا برد قوی قابلیت اندازه گیری در بخش هایی از خلیج فارس و دریای عمان را خواهند داشت.

نتیجه گیری

در این مقاله، به بررسی خواص نوری آب خلیج فارس، تنگه هرمز و دریای عمان به منظور طراحی لیدار هوا برد پرداخته شد از طریق داده های ماهواره ای پرداختیم. داده های ماهواره ای نشان می دهد

افزایش نفوذپذیری سلول‌های سرطان معده به عصاره‌ی گیاهی غنی شده دارای خاصیت ضدسرطان معده تحت تابش پالس‌های لیزری فمتوثانیه

نسترن کهراریان^۱، زینب جلالی^۲، حسین بهبودی^۲، آتوسا سادات عربانیان^۱، حسن رضادوست^۲، رضا مسعودی^۱

پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی، تهران، ایران^۱.

پژوهشکده گیاهان و مواد اولیه‌ی دارویی، دانشگاه شهید بهشتی، تهران، ایران^۲

چکیده - امروزه، سرطان معده یکی از شایع‌ترین انواع سرطان است و مقاومت آن در برابر داروها به چالشی جدی تبدیل شده که موجب طولانی‌تر شدن دوره درمان می‌شود. علاوه به کارگیری عصاره‌های گیاهی دارای خاصیت ضدسرطان معده یک راه درمان کم هزینه و کم خطر در درمان این بیماری می‌باشد. در این پژوهش، از پالس‌های لیزر فمتوثانیه با طول موج ۱۰۴۰ نانومتر در ناحیه مادون قرمز نزدیک، برای ایجاد کانال‌هایی در سطح غشای سلولی استفاده شد. نتایج نشان داد که این کانال‌ها نفوذ دارو به سلول را افزایش داده و چالش مقاومت دارویی را کاهش می‌دهند. علاوه بر این، با استفاده از انبرک نوری مشاهده شد که تحت تابش پالسهای فمتوثانیه، زمان درمان سلولی از ۲۴۰ دقیقه به ۱۳۰ دقیقه کاهش می‌یابد.

کلیدواژه- انبرک نوری، باریکه‌ی لیزری، توان لیزر، سرطان معده، لیزر پالسی فمتو ثانیه.

Increased permeability of gastric cancer cells to an enriched herbal extract with anti-gastric cancer properties under femtosecond laser pulse irradiation

Nastaran Kahrarian¹, Zeinab Jalali², Hussein behboudi², Atoosa Sadat Arabanian¹, Hassan Rezadoost², Reza Massudi¹

n.kahrarian@Mail.sbu.ac.ir, z.jalali126@gmail.com, hussain.behboudi@gmail.com, a-arabanian@sbu.ac.ir,
h_rezadost@sbu.ac.ir, r-massudi@sbu.ac.ir

Abstract- Today, Gastric cancer is one of the most prevalent cancers, with drug resistance posing a serious challenge that extends the treatment duration. Moreover, the use of plant extracts with anti-cancer properties offers a low-cost and low-risk approach to treating this disease. In this study, femtosecond laser pulses with a wavelength of 1040 nm in the near-infrared region were utilized to create channels on the cellular membrane surface. The results indicated that these channels significantly enhanced drug penetration into cells, thereby alleviating the issue of drug resistance. Furthermore, optical tweezers observations showed that under femtosecond pulse irradiation, the cellular treatment time decreased from 240 minutes to 130 minutes.

Keywords: Optical tweezer, Laser beam, Laser power, Gastric cancer, Femtosecond laser pulses.

مقدمه

UV بر سلول‌های سرطانی انجام شد [۲]. سپس در سال ۲۰۰۹ یائو^۴ اثر پارامترهای لیزر پالسی بر افزایش نفوذپذیری غشاء سلولی را مورد بررسی قرار داد. نشان داده شد در صورتی که سلول در معرض نور پیوسته یا پالس‌های طولیل قرار بگیرد، دچار آسیب نوری می‌شود، اما طول پالس‌های کوتاه‌تر، از سلول در برابر آسیب نوری محافظت می‌کند [۳]. همچنین ژانگ در سال ۲۰۱۹ توسط به دام اندازی نوری، دارورسانی به سطح سلول پوستی را در نتیجه تابش پالس‌های لیزر فیبری فمتوثانیه در طول موج ۱۰۶۴ نانومتر، بررسی کرد [۴].

در این مقاله با برپایی چیدمان اپتیکی، سطح سلولهای سرطان معده تحت تابش باریکه‌ی لیزر فمتوثانیه قرار گرفته و سپس توسط انبرک نوری و به‌دام اندازی یک تک سلول، تاثیر این پالسها روی میزان نفوذ پذیری دارو به درون سلول سرطان معده مورد بررسی قرار می‌گیرد.

مبانی نظری

تابش باریکه‌ی لیزری پالسی فمتوثانیه می‌تواند با برهم زدن آرایش غشا سلولی، حفره‌هایی به منظور انجام فرآیند دارورسانی در آن ایجاد کند. سلول‌های زیستی در محیط سوسپانسیون که متشکل از آب است قرار دارند. در نتیجه تابش باریکه‌ی لیزری با شدت بالا در حدود 10^{13} W/cm^2 (که در حالت پالسی و توسط لیزرهای فمتوثانیه به دلیل داشتن توان قله‌ی بالا به نسبت لیزرهای CW به راحتی قابل دستیابی است)، چگالی فوتونها به اندازه‌ای می‌شود که احتمال برهمکنش چند فوتون با یک مولکول آب تقریباً به طور همزمان به وجود می‌آید. بواسطه جذب همزمان چند فوتون در ناحیه‌ی تحت تابش (جذب غیر خطی)، ابتدا یونیزاسیون چند فوتونی و پس از آن به ترتیب یونیزاسیون‌های ضربه‌ای و بهمنی رخ خواهد داد که منجر به تشکیل پلاسمای یون-الکترون در محیط می‌شود. الکترون‌های آزاد درون محیط بر روی دیواره‌ی غشایی نشسته و میتوانند یکپارچگی آن را دچار اختلال کنند. و اما پس از گذشت حدود ۱۰ ps تا ۱ ns از تابش باریکه‌ی لیزر، الکترون‌ها و یون‌های پلاسما دوباره با هم ترکیب می‌شوند. در نتیجه‌ی برقراری این پیوند، انرژی حاصل از بازترکیب، تعادل حرارتی ناحیه‌ی تحت تابش

جهت عملکرد صحیح درمان، به ویژه درمان بیماری‌هایی همچون سرطان، لازم است که بسیاری از محموله‌های دارویی وارد محیط درون سلول شوند تا قسمت‌های مختلف سلول شامل سیتوپلاسم، میتوکندری و... نیز جهت عملکرد بهینه، وارد چرخه‌ی درمان شوند [۱]. با این حال غشاء سلول از ورود محتویات خارج از سلول به داخل آن مانعت می‌کند.

امروزه سرطان معده یکی از شایع‌ترین نوع سرطان در بین افراد می‌باشد. همچنین بکارگیری عصاره‌های گیاهی موثر دارای خاصیت ضدسرطان معده در درمان این نوع سرطان یکی از کم خطرترین و کم هزینه‌ترین نوع درمان می‌باشد. غشای سلول سرطان معده در مقابل دریافت این نوع مواد دارویی مقاومت داشته و مدت زمان طولانی‌ای نیاز است که دارو وارد محیط سلولی شود. از این رو جهت افزایش تاثیر آن بهتر است از روش‌هایی جهت تسریع انتقال ماده‌ی دارویی به داخل سلول استفاده شود. روش‌های دارورسانی به درون سلولی را می‌توان به سه دسته‌ی دارورسانی شیمیایی و زیستی، دارورسانی فیزیکی و دارورسانی به کمک تابش باریکه‌ی لیزری بر سطح غشاء سلولی تقسیم کرد. در روش‌های شیمیایی و یا زیستی از مواد شیمیایی و یا افزودن حامل‌های زیستی به محتویات سلولی جهت ایجاد اختلال غشایی استفاده می‌شود. در این روش‌ها، احتمال آلوده شدن محیط و مرگ سلولی بسیار زیاد است. بعلاوه در روش فیزیکی از یک نیرو و یا عامل خارجی همچون میکرواینجکشن^۱، الکتروپریشن^۲ و یا امواج فراصوت جهت تغییر حالت غشا و ایجاد روزنه بر سطح آن استفاده می‌شود. در این حالت‌ها به دلیل ورود جسم خارجی به درون محتویات سلولی امکان آلوده شدن و مرگ سلولی وجود دارد. همچنین تمامی محیط سلولی درگیر بوده و امکان مطالعه‌ی تک سلولی وجود ندارد. در نهایت تابش باریکه‌ی لیزری، موجب ایجاد کانال‌هایی بر سطح غشاء سلولی شده و راهی جهت ورود دارو به داخل سلول به وجود می‌آورد. در این روش علاوه بر بالابودن درصد زیست‌پذیری و دارورسانی، به دلیل عدم حضور مواد خارجی و نیز ابزار فیزیکی، امکان مطالعات تک سلولی به طور دقیق‌تر نیز وجود دارد. این روش برای اولین بار توسط کاکوشی^۳ و همکارانش در سال ۱۹۸۴ با تابش نور لیزر

^۴ yao

^۵ recombination

^۱ Microinjection

^۲ Electropressure

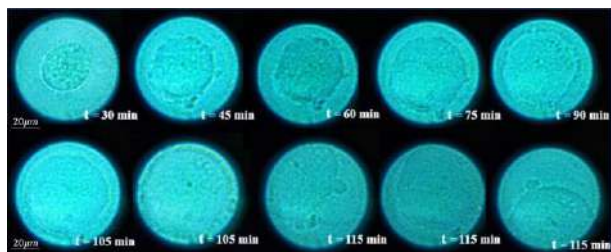
^۳ Kakoshi

شکل ۱- چیدمان تجربی

نتایج تجربی

در بخش اول آزمایش، مدت زمان اثربخشی عصاره گیاهی غنی شده با خاصیت مهارکنندگی سرطان معده، بر سلول‌های سرطان معده بدون تابش پالسهای فمتوثانیه مورد بررسی قرار داده شد. به این منظور، پس از اضافه شدن این ماده دارویی به سوسپانسیون سلولی، یک تک سلول توسط انبرک نوری با توان لیزر دیود برابر 68.3mW، به دام افتاد. در این حالت بعد از گذشت ۵۰ دقیقه اولین تاول‌ها که نشانه‌ی شروع مرگ سلولی است تشکیل شد و مشاهده شد که داروی مد نظر طی مدت زمان ۲۴۰ دقیقه می‌تواند روند درمان و مرگ سلولی را در سلول سرطان معده کامل کند.

در ادامه پس از افزودن عصاره گیاهی به سوسپانسیون سلولی، اینبار سلول‌های سرطانی را به مدت 40s تحت تابش پالس‌های لیزری فمتوثانیه در توان بهینه 40mW که انرژی هر تک پالس 1.73nJ می‌باشد، قرار دادیم. پس از آن، یک تک سلول را توسط انبرک نوری در توان 68.3mW به دام انداخته و روند تغییرات آن مطابق شکل ۴ ثبت شد.



شکل ۴- بررسی روند مرگ سلول سرطانی در نتیجه‌ی تیمار همزمان دارو و تابش پالس لیزری فمتوثانیه

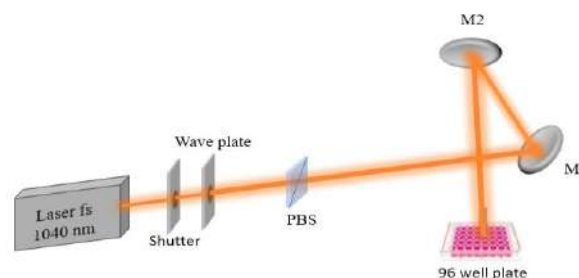
مشاهده شد در این حالت سلول در دقیقه ۳۰ام، فرایند مرگ سلولی ۹ خود را آغاز کرده و اولین تاول‌های سلولی در این زمان به وجود آمد.

این روند پس از گذشت ۱۳۰ دقیقه کامل شد. در نتیجه مشخص شد تکمیل فرایند زمان مرگ سلولی در حالتی که سلول‌ها تنها با عصاره گیاهی تیمار شده بودند به نسبت حالتی که سلول همزمان با این ماده دارویی و پالس لیزری فوق کوتاه تیمار شد،

را بر هم می‌زند، که می‌تواند بر نیروی کششی مواد در اطراف کانون غلبه کند. در صورتی که این انرژی به حد کافی ای برسد، منجر به یک ریزانفجار ۶ و موج ضربه‌ای ۷ خواهد شد. ضربات وارد شده به غشا اختلالات به وجود آمده توسط الکترون‌ها را کاملتر میکند. همچنین مواد نو ترکیب در نتیجه‌ی تشکیل پلاسمای، از جمله هیدروژن مولکولی و اکسیژن، به صورت یک حباب گاز ناپایدار که حباب کاویتاسیون ۸ نامیده می‌شود، باقی می‌ماند. حباب کاویتاسیون با پویایی پیچیده‌ای منبسط و منقبض شده تا جایی که با شرایط محیطی به تعادل برسد. این فرآیند دو روند قبلی را کامل کرده و مجموع هر سه لایه‌ی غشایی را مختل می‌کند و ریز کانال‌هایی در سطح آن به وجود می‌آورند. همچنین کانال‌های ایجاد شده در سطح غشاء پس از مدتی ترمیم شده و سلول به حالت اولیه‌ی خود بازمی‌گردد [۵].

چیدمان اپتیکی

شمایی از چیدمان فرآیند نوردهی به سلول در شکل ۱ نشان داده شده است. در این چیدمان از یک لیزر پالسی فمتوثانیه با پهنای پالس 200fs و طول موج 1040nm با نرخ تکرار 23MHz، (Vira-fs-1040 ساخت شرکت نور آبی لیزر) استفاده شده است. به منظور کنترل زمان تابش لیزر بر روی نمونه از یک شاتر مکانیکی استفاده شد و جهت تنظیم توان باریکه تابشی بر سطح نمونه، از یک صفحه‌ی تاخیرساز نیم‌موج و یک تقسیم‌گر پرتو استفاده شد. نور لیزر توسط دو آینه‌ی M1 و M2 بر روی نمونه‌ی سلولی تابیده شد. سلول‌ها در یک صفحه‌ی ۹۶ خانه قرار دارند. سپس به منظور مشاهده‌ی تغییرات غشای سلول تحت تاثیر پالسهای لیزری فمتوثانیه در حین دارو رسانی، از یک چیدمان انبرک نوری که به تفصیل در مقاله قبلی ما در مرجع ۶ شرح داده شده است استفاده شد.



⁸ Cavitation

⁹ Apoptosis

⁶ Micro explosion

⁷ Shock wave

2- Somjee, Geeta, and A. H. Somjee. "DUDHSAGAR Dairy: A cooperative miracle in an arid land." *Journal of Developing Societies* 2 (1986): 28.

3- Yao, Mingfa, Zhaolei Zheng, and Haifeng Liu. "Progress and recent trends in homogeneous charge compression ignition (HCCI) engines." *Progress in energy and combustion science* 35.5 (2009): 398-437.

4- Zhang, Zhu, et al. "Roles of glutamate receptors in Parkinson's disease." *International journal of molecular sciences* 20.18 (2019): 4391.

5- Hosokawa, Yoichiroh. "Applications of the femtosecond laser-induced impulse to cell research." *Japanese Journal of Applied Physics* 58.11 (2019): 11.

۶- کهراریان، عربانیان، مرادی الوند، رفعتی، مسعودی. تسریع اثر بخشی نانوامولسیون دارویی بر باکتری استافیلوکوکوس اورئوس توسط به دام اندازی نوری و نوردهی توسط پالس های فمتوثانیه. سی امین کنفرانس اپتیک و فوتونیک و شانزدهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه دامغان، دامغان، ایران.

۵۴٪ کاهش یافت. کاهش زمانی روند مرگ سلولی به خوبی افزایش نفوذپذیری دارو توسط پالس های لیزری فمتوثانیه را نشان داد.

نتیجه گیری

در این مقاله تاثیر تابش باریکه ی لیزر پالسی فمتوثانیه در تسریع نفوذپذیری عصاره ی گیاهی با خاصیت ضد سرطان معده به سلول سرطان معده توسط به دام اندازی آنها به کمک انبرک نوری مورد بررسی قرار گرفت. مشاهده شد بواسطه تابش پالسهای فمتوثانیه، زمان درمان سلولی از ۲۴۰ دقیقه به ۱۳۰ دقیقه کاهش پیدا کرد.

مرجع ها

1- Fliervoet, Lies AL, and Enrico Mastrobattista. "Drug delivery with living cells." *Advanced drug delivery reviews* 106 (2016): 63-72

بررسی تأثیر هندسه آرایش و تعداد باریکه‌ها بر کیفیت باریکه ترکیبی همدوس

سجاد قاآنی^۱، فاطمه دباغ کاشانی^۱، ناصر سیاهوشی^{۲*}

۱- دانشکده فیزیک، دانشگاه علم و صنعت ایران، تهران، ایران.

۲- گروه فوتونیک، دانشکده علوم پایه شهید فخری‌زاده، دانشگاه امام حسین (ع)، تهران، ایران.

چکیده - امروزه ترکیب همدوس باریکه‌های لیزری به‌عنوان مؤثرترین راه برای افزایش توان لیزر شناخته می‌شود. یکی از چالش‌های پیش‌روی این حوزه، هندسه آرایش و تعداد مناسب باریکه برای دستیابی به بیشینه توان در سطح مشخص در صفحه مشاهده است. در این مقاله، تأثیر هندسه آرایش و تعداد باریکه‌ها در کیفیت باریکه ترکیبی همدوس بررسی شده است. نتایج شبیه‌سازی نشان می‌دهد که آرایش شش‌ضلعی با $29/3\%$ توان در سطح مشخص دایره‌ای با شعاع 5 cm در مقایسه با آرایش‌های دایره‌ای، مربعی و مستطیلی، کیفیت باریکه بهتری ایجاد می‌کند و در توزیع شدت، نواحی روشن جانبی کم‌تری دارد. همچنین با شبیه‌سازی تعداد 7 ، 37 ، 61 و 127 باریکه مشخص شد که تعداد 37 باریکه در آرایش شش‌ضلعی بهترین انتخاب است و بیش‌ترین توان در سطح مشخص دایره‌ای با شعاع 5 cm را ایجاد می‌کند. نتایج این مقاله می‌تواند در طراحی و ساخت لیزرهای پرتوان مبتنی بر ترکیب همدوس باریکه‌ها مؤثر باشد.

کلیدواژه - ترکیب همدوس باریکه‌ها، هندسه آرایش باریکه‌ها، تعداد باریکه‌ها، انتشار باریکه ترکیبی در خلأ، کیفیت باریکه ترکیبی.

Investigating Effect of Array Geometry and Number of Beams on Coherent Combined Beam Quality

Sajjad Qaani¹, Fatemeh Dabbagh Kashani¹, Naser Siahvashi²

1- School of Physics, Iran University of Science and Technology, Tehran, Iran

2- Department of Photonics, Shahid Fakhrizadeh Faculty of Basic Sciences, Imam Hossein University, Tehran, Iran

sajjad_ghaani@physics.iust.ac.ir, f_dk@iust.ac.ir, n-siahvashi@ihu.ac.ir

Abstract - Nowadays, coherent combination of laser beams is recognized as the most effective way to increase laser power. One of the challenges facing this field is the appropriate array geometry and number of beams to achieve maximum power in bucket in the observing plane. In this paper, the effect of the array geometry and the number of beams on the coherent combined beam quality is investigated. Simulation results show that the hexagonal array with 29.3% power in 5 cm bucket produces better beam quality compared to ring, square and rectangular arrays and has fewer bright side lobes in the intensity distribution. Also, by simulating the number of 7 , 37 , 61 , and 127 beams, it was determined that the number of 37 beams in a hexagonal array is the best choice and creates the highest power in 5 cm bucket. The results of this paper can be effective in the design and construction of high-power lasers based on coherent beam combination.

Keywords: Coherent Beam Combination, Array Geometry, Number of Beams, Propagation of Combined Beam in Vacuum, Combined Beam Quality.

۱. مقدمه

هویگنس-فرنل، برای توزیع میدان تک باریکه نام در صفحه مشاهده به فاصله L خواهیم داشت [۸]:

$$E_i(x, y, L) = \frac{e^{ikr}}{i\lambda r} \int E_i(x', y', 0) e^{-\frac{ik}{r}(xx' + yy')} dx' dy' \quad (1)$$

که λ طول موج، k عدد موج زاویه‌ای و $E_i(x', y', 0)$ میدان باریکه نام در دهانه تابش و از رابطه (۲) به دست می‌آید [۵]:

$$E_i(x', y', 0) = E_0 \exp\left(-\left[\frac{\rho}{w_0}\right]^2\right) \quad (2)$$

در این رابطه، E_0 دامنه میدان باریکه گاوسی، w_0 شعاع کمره باریکه لیزر است. با قرار دادن میدان باریکه گاوسی (رابطه (۲)) در رابطه (۱) و با تغییر متغیر $\rho'_0 = \frac{\rho}{w_0}$ ، میدان هر باریکه از رابطه (۳) به دست می‌آید [۸]:

$$E_i(x, y, z = L) = \frac{e^{ikr}}{i\lambda r} E_0 2\pi w^2(0) \times \int_{\rho'_0=0}^1 e^{-\rho'^2_0} J_0\left(\frac{k}{r} \rho w(0) \rho'_0\right) \rho'_0 d\rho'_0 \quad (3)$$

که J_0 تابع بسل نوع اول مرتبه صفر است. حال با برهم‌نهی میدان باریکه‌ها، توزیع شدت ترکیب همدوس باریکه‌ها از رابطه (۴) به دست می‌آید [۵]:

$$I_{CBC}(x, y, z) = [\sum_i E_i(x, y, z)][\sum_i E_i(x, y, z)]^* \quad (4)$$

به منظور بررسی کیفیت باریکه ترکیبی از معیار توان در سطح مشخص ۲ (PIB) استفاده می‌شود. PIB، کسری از توان کل (P_t) است که در دایره‌ای به شعاع R_B در صفحه مشاهده قرار گرفته و از رابطه (۵) محاسبه می‌شود [۳، ۹]:

$$PIB(R_B) = \frac{1}{P_t} \int_{\rho=0}^{R_B} \int_{\theta=0}^{2\pi} I(\rho, \theta, z) \rho d\theta d\rho \quad (5)$$

۳. شبیه‌سازی و نتایج

به منظور مطالعه و بررسی تأثیر هندسه آرایش باریکه‌ها بر کیفیت باریکه ترکیبی، انتشار ترکیب همدوس باریکه‌ها در خلأ با استفاده از نرم‌افزار MATLAB شبیه‌سازی شدند. در شبیه‌سازی از لیزرهایی با نیم‌رخ گاوسی، شعاع کمره $w_0 = 1 \text{ cm}$ ، طول موج $\lambda = 1080 \text{ nm}$ (لیزر Yb:YAG) استفاده شده است. همچنین توان کل باریکه‌ها (P_t)، فاصله بین باریکه‌های مجاور (d) و فاصله

توسعه منابع پرتوان لیزری برای کاربردهای صنعتی، پزشکی، علوم و صنایع دفاعی، امروزه مورد توجه بسیاری از محققان قرار گرفته است [۱]. اثرات غیرخطی، اثرات حرارتی-اپتیکی و تخریب لیزری اجزای اپتیکی در توان‌های بالا از جمله محدودیت‌های فیزیکی برای دستیابی به لیزرهای توان بالا به‌شمار می‌روند [۲]. امروزه ترکیب همدوس و ناهمدوس باریکه‌های لیزری، به عنوان یک راه حل مناسب برای غلبه بر این چالش‌ها معرفی شده است. در ترکیب باریکه‌ها، با تداخل میدان‌های گسلی از آرایه‌ای از چندین لیزر و بدون محدودیت‌های مذکور، جایگزینی توان در محل صفحه مشاهده افزایش می‌یابد.

پس از دستیابی پژوهشگران به این مهم، یکی از چالش‌های پیش‌رو، آرایش و تعداد مناسب باریکه برای دستیابی به بیشینه توان بود. تأثیر نوع آرایش باریکه‌ها کنارهم، بارها مورد ارزیابی قرار گرفته است و در این بین آرایش‌های شش‌ضلعی [۳، ۴]، دایره‌ای [۵] و مربعی [۵، ۶] در دو حوزه نظری و تجربی مورد بررسی بیش‌تری قرار گرفته‌اند. به عنوان مثال، سال ۲۰۰۸ ژو و همکاران در بررسی آرایش دایره‌ای و مربعی، دریافتند که با افزایش تعداد لیزرها، کیفیت باریکه تقریباً بدون تغییر باقی می‌ماند [۵]. روند افزایش تعداد باریکه در ترکیب همدوس هم طی سال‌های اخیر چشم‌گیر بوده است. به عنوان مثال، در سال ۲۰۲۰ چنگ و همکاران موفق به ترکیب همدوس ۱۰۷ باریکه لیزری با هم شدند [۷].

در این مقاله، تأثیر هندسه آرایش و تعداد باریکه‌ها در کیفیت باریکه ترکیبی همدوس بررسی شده است. با شبیه‌سازی عددی انتگرال هویگنس-فرنل برای ترکیب همدوس باریکه‌های لیزری، توزیع شدت صفحه مشاهده برای باریکه ترکیبی به دست آمده و با تغییر آرایش و تعداد باریکه‌ها، کیفیت باریکه ترکیبی مقایسه می‌شود.

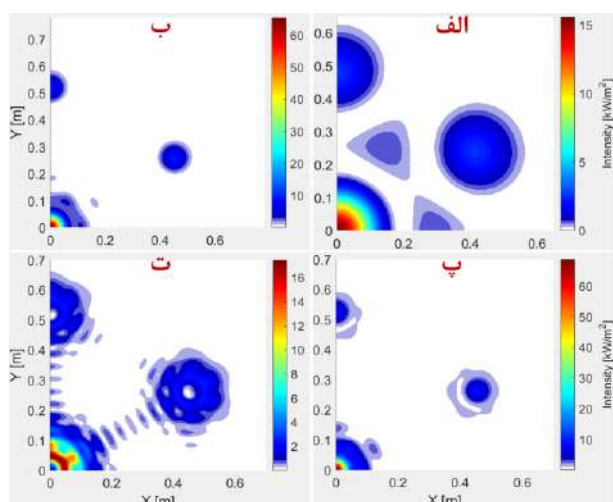
۲. اصول و مبانی انتشار باریکه لیزری

انتشار باریکه لیزری و توزیع میدان الکتریکی آن عمدتاً به وسیله نظریه پراش توصیف می‌شود. به دلیل محدودیت اندازه دهانه تابش سامانه با قطر D و ظهور اثرات پراش، با توجه به انتگرال

۰/۱۵۵ به دست آمد. بنابراین در بین هندسه‌های متداول، آرایش شش ضلعی بهترین گزینه ترکیب باریکه برای افزایش توان است.

۳-۲. شبیه سازی تأثیر تعداد باریکه های لیزری

به منظور مطالعه ی اثر تعداد باریکه ها بر کیفیت ترکیبی، تعداد ۷، ۳۷، ۶۱ و ۱۲۷ باریکه لیزری در آرایش شش ضلعی قرار داده شد. یک چهارم توزیع شدت در صفحه مشاهده برای این چهار حالت در شکل ۱۹ ارائه شده است.



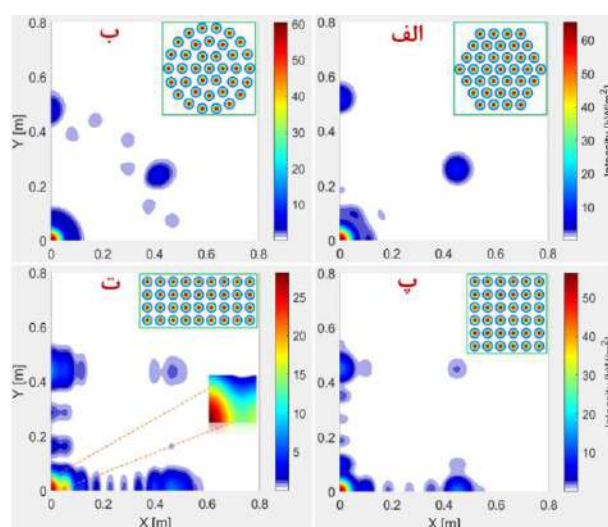
شکل ۱۹. توزیع شدت باریکه ترکیبی در صفحه مشاهده برای آرایش شش ضلعی با تعداد باریکه مختلف؛ الف: ۷، ب: ۳۷، پ: ۶۱، ت: ۱۲۷.

مطابق شکل ۱۹ الف در ترکیب همدوس ۷ باریکه لیزری، پهنای نواحی روشن بسیار زیاد و مقادیر شدت بسیار کم است (قله شدت $15/63 \text{ kW/m}^2$) و با افزایش تعداد باریکه به ۳۷ و ۶۱ باریکه لیزری (شکل ۱۹ ب و پ) نواحی روشن باریک تر و فاصله بین آن ها بیش تر شده است؛ همچنین مقادیر شدت افزایش چشم گیری داشته است، به طوری که قله شدت در مقایسه با تعداد ۷ باریکه، حدوداً ۴ برابر شده و به مقدار $65/52 \text{ kW/m}^2$ و $68/78 \text{ kW/m}^2$ رسیده است. اما با افزایش بیش تر تعداد باریکه ها علاوه بر افزایش تعداد نواحی روشن جانبی و تغییر الگوی توزیع شدت، قله شدت با مقدار $17/46 \text{ kW/m}^2$ در فاصله ۸ cm از مرکز صفحه مشاهده تشکیل شده است که نشان از کاهش شدید کیفیت باریکه ترکیبی خواهد داشت. ضمناً مقادیر توان در سطح مشخص دایره ای با شعاع ۵ cm برای ترکیب ۷، ۳۷، ۶۱ و ۱۲۷ باریکه به ترتیب برابر $0/111$ ، $0/293$ ، $0/240$ و $0/93$ به دست آمد که نشان می دهد تعداد ۳۷ باریکه در آرایش شش ضلعی بر دیگر تعداد باریکه مزیت دارد.

صفحه مشاهده (L) به ترتیب ۱ kW، ۲/۵ cm و ۱۰ km در نظر گرفته شده است.

۳-۱. شبیه سازی تأثیر هندسه آرایش

به منظور مطالعه ی اثر آرایش هندسی باریکه ها بر کیفیت ترکیبی، آرایش های متداول شش ضلعی و دایره ای با تعداد ۳۷ باریکه و آرایش های مربعی و مستطیلی با ۳۶ باریکه مدل سازی شدند. یک چهارم توزیع شدت در صفحه مشاهده برای این چهار آرایش در شکل ۱۸ آمده است.



شکل ۱۸. توزیع شدت باریکه ترکیبی در صفحه مشاهده برای آرایش های مختلف؛ الف: شش ضلعی، ب: دایره ای، پ: مربعی، ت: آرایش 9×4 مستطیلی.

با دقت در توزیع شدت های شکل ۱۸، تناوب دکارتی در توزیع شدت مربوط به آرایش مربعی و مستطیلی و تناوب زاویه ای (60° درجه ای) در آرایش های شش ضلعی و دایره ای کاملاً مشهود است که نشان دهنده وجود وابستگی تقارنی توزیع شدت در صفحه مشاهده با دهانه تابش است؛ به همین دلیل یک چهارم توزیع شدت در صفحه مشاهده رسم شده است. همچنین قله شدت مربوط به آرایش های شش ضلعی، دایره ای، مربعی و مستطیلی به ترتیب برابر $65/52$ ، $60/37$ ، $56/28$ و $28/14 \text{ kW/m}^2$ به دست آمد. همچنین علی رغم برخی شباهت های ظاهری در توزیع شدت ها، آرایش شش ضلعی در مقایسه با دیگر آرایش ها، نواحی روشن جانبی کمتری دارد. ضمناً مقادیر توان در سطح مشخص دایره ای با شعاع ۵ cm برای چهار آرایش شش ضلعی، دایره ای، مربعی و مستطیلی به ترتیب برابر $0/293$ ، $0/247$ ، $0/240$ و

نتیجه گیری

در این مقاله ترکیب همدوس باریکه‌های گاوسی در خلأ شبیه‌سازی شد تا اثرات هندسه آرایش و تعداد باریکه‌ها در کیفیت باریکه ترکیبی بررسی شود. نتایج شبیه‌سازی نشان می‌دهد که برای افزایش توان در سطح مشخص و بهبود کیفیت باریکه ترکیبی، آرایش شش‌ضلعی در مقایسه با آرایش‌های دایره‌ای، مربعی و مستطیلی، مناسب‌ترین گزینه برای چینش باریکه‌ها کنارهم است. همچنین در بررسی اثر تعداد باریکه بر کیفیت مشخص شد که ۳۷ باریکه لیزری مناسب‌ترین انتخاب برای تعداد باریکه است. این نتایج در طراحی و ساخت لیزرهای پرتوان مبتنی بر ترکیب همدوس باریکه‌ها می‌توان مؤثر واقع شود.

مرجع‌ها

- [4] I. Fsaifes, L. Daniault, S. Bellanger, M. Veinhard, J. Bourderionnet, C. Larat, E. Lallier, E. Durand, A. Brignon, and J.-C. Chanteloup, "Coherent beam combining of 61 femtosecond fiber amplifiers," *Optics Express*, vol. 28, no. 14, pp. 20152-20161, 2020.
- [5] P. Zhou, Z. Liu, X. Xu, and Z. Chen, "Numerical analysis of the effects of aberrations on coherently combined fiber laser beams," *Applied optics*, vol. 47, no. 18, pp. 3350-3359, 2008.
- [6] H.-K. Liu, Y.-H. Xue, Z. Li, B. He, J. Zhou, Y.-Q. Ding, M.-L. Jiao, C. Liu, Y.-F. Qi, and Y.-R. Wei, "The improved power of the central lobe in the beam combination and high power output," *Chinese Physics Letters*, vol. 29, no. 4, p. 044204, 2012.
- [7] H. Chang, Q. Chang, J. Xi, T. Hou, R. Su, P. Ma, J. Wu, C. Li, M. Jiang, and Y. Ma, "First experimental demonstration of coherent beam combining of more than 100 beams," *Photonics Research*, vol. 8, no. 12, pp. 1943-1948, 2020.
- [8] S. Qaani and N. Siahvashi, "Optimizing geometrical parameters of coherent beam combining in the near and far-field distance," *Optik*, vol. 296, p. 171536, 2024.
- [9] F. Kashani, M. Yousefi, S. Golmohammady, M. Ghezelayagh, and B. Ghafary, "Propagation characteristics of tilted partially coherent rectangular flat-topped beam in turbulent atmosphere," *Optik*, vol. 124, no. 24, pp. 6679-6683, 2013.
- [1] H. Injeyan and G. D. Goodno, *High power laser handbook*. McGraw-Hill Education, 2011.
- [2] M. N. Zervas and C. A. Codemard, "High power fiber lasers: a review," *IEEE Journal of selected topics in Quantum Electronics*, vol. 20, no. 5, pp. 219-241, 2014.
- [3] J. K. Jabczynski and P. Gontar, "Effect of beam profile and partial coherence on coherent beam combining performance," *Optics Communications*, vol. 442, pp. 40-45, 2019.

رویکردی جدید در شبیه سازی انتشار باریکه لیزری در جو متلاطم

سجاد قاآنی^۱، فاطمه دباغ کاشانی^{۱*}، ناصر سیاهوشی^۲

۱- دانشکده فیزیک، دانشگاه علم و صنعت ایران، تهران، ایران.

۲- گروه فوتونیک، دانشکده علوم پایه شهید فخری زاده، دانشگاه جامع امام حسین (ع)، تهران، ایران.

چکیده - با پیشرفت های چشم گیر در حوزه لیزر، امروزه انتشار باریکه لیزری در فضای آزاد و در جو متلاطم در کاربردهای گسترده مورد توجه بسیاری از محققان قرار گرفته است. در این مقاله، رویکردی جدید به نام روش طیف زاویه ای در شبیه سازی انتشار باریکه لیزری در جو متلاطم معرفی می شود که امکان انتشار باریکه لیزری با نیم رخ دلخواه را دارد. نتایج شبیه سازی انتشار باریکه لیزری در جو متلاطم نشان می دهد که با انتشار باریکه گاوسی و پس از عبور از صفحات فاز تصادفی، نیم رخ باریکه از توزیع گاوسی خارج شده و کیفیت باریکه کاهش می یابد. شبیه سازی انتشار باریکه به روش طیف زاویه ای با توجه به سرعت زیاد رایانه در تبدیل فوریه سریع (FFT) و امکان انتشار هرگونه نیم رخی برای باریکه می تواند در آینده ای نزدیک به روشی مطرح در حوزه انتشار تبدیل شود.

کلیدواژه - روش طیف زاویه ای، انتشار باریکه لیزری، جو متلاطم، صفحه فازی تصادفی، تبدیل فوریه سریع.

New Approach in Simulation of Laser Beam Propagation in Turbulent Atmosphere

Sajjad Qaani¹, Fatemeh Dabbagh Kashani¹, Naser Siahvashi²

1- School of Physics, Iran University of Science and Technology, Tehran, Iran.

2- Department of Photonics, Shahid Fakhri Zadeh Faculty of Basic Sciences, Imam Hossein Comprehensive University, Tehran, Iran

sajjad_ghaani@physics.iust.ac.ir, f_dk@iust.ac.ir, n-siahvashi@ihu.ac.ir

Abstract - With significant advances in the field of lasers, today, laser beam propagation in free space and in turbulent atmospheres has attracted the attention of many researchers for wide applications. In this paper, a new approach called the angular spectrum method (ASM) is introduced in the simulation of laser beam propagation in turbulent atmospheres, which allows the propagation of laser beams with a desired profile. The results of the simulation of laser beam propagation in turbulent atmospheres show that with the propagation of a Gaussian beam and after passing through random phase planes, the beam profile is out of the Gaussian distribution and the beam quality deteriorates. Beam propagation simulation using the angular spectrum method, considering the high speed of computers in Fast Fourier Transform (FFT) and the possibility of propagating any profile for the beam, can become a popular method in the field of propagation in the near future.

Keywords: Angular Spectrum Method (ASM), Laser Beam Propagation (LBP), Turbulent Atmosphere, Random Phase Screen (RPS), Fast Fourier Transform (FFT).

۱. مقدمه

شکل گرفته در دهانه تابش است. با توجه به انتگرال هوینگنس-فرنل در نظریه پراش، توزیع میدان باریکه در فاصله L از رابطه (۱) به دست می آید [۶]:

$$E(\vec{\rho}_1, L) = \frac{e^{ikL}}{i\lambda L} \int E(\vec{\rho}_0, 0) \exp\left(\frac{ik}{2L}(\vec{\rho}_1 - \vec{\rho}_0)^2\right) d^2\rho_0 \quad (1)$$

که $E_i(x, y, 0)$ ، توزیع میدان باریکه در دهانه تابش، k عدد موج و λ طول موج باریکه است.

۲-۲. روش طیف زاویه‌ای

علاوه بر رویکرد انتگرال هوینگنس-فرنل در نظریه پراش برای انتشار امواج، روش طیف زاویه‌ای^۴ رویکرد جدیدی در این حوزه است. در این روش می‌توان میدان دلخواه را با تبدیل فوریه^۵ بعدی به امواج تخت تجزیه کرد و هر موج تخت را در فضا منتشر کرده و سپس همه این امواج را با هم جمع کرد [۷]. با توجه به تعریف هم‌گشت^۵، $\{f(y) \otimes g(y)\}(x) \equiv \int_{-\infty}^{+\infty} f(y) g(x-y) dy$ می‌توان رابطه (۱) را به رابطه (۲) ساده کرد:

$$E(\vec{\rho}_1, L) = \left\{ E(\vec{\rho}_0, 0) \otimes \left[\frac{e^{ikL}}{i\lambda L} \exp\left(\frac{ik}{2L}\vec{\rho}_0^2\right) \right] \right\}(\vec{\rho}_1) \quad (2)$$

با تبدیل فوریه گرفتن از رابطه (۲) و با توجه به قضایای تبدیل فوریه هم‌گشت، میدان باریکه‌ای با نیم‌رخ دلخواه در صفحه مشاهده از رابطه (۳) قابل محاسبه است [۴]:

$$E(\vec{\rho}_1, L) = \mathcal{F}^{-1}\{\vec{f}, \vec{\rho}_1\} \left[\mathcal{F}\{\vec{\rho}_0, \vec{f}\} [E(\vec{\rho}_0, 0)] \times e^{ikL} e^{-i\pi\lambda L \vec{f}^2} \right] \quad (3)$$

۳-۲. صفحات فازی تصادفی

شبیه‌سازی انتشار در محیط‌های غیرخلأ مانند جو متلاطم و مواد ناهمگن از طریق روش انتشار چندگانه انجام می‌شود. بدین منظور، چندین صفحه فازی در مسیر انتشار باریکه لیزری قرار

با پیشرفت حوزه لیزر در طول چند دهه گذشته، دنیا به فناوری لیزرهای موج‌پیوسته‌ای با توان بیش از ۱۰۰ kW دست یافته‌است. انتشار باریکه لیزری در فضای آزاد و در جو متلاطم برای کاربردهای سنجش از راه دور، تصویربرداری، نجوم، مخابرات لیزری فضای آزاد، لیدار و سامانه‌های لیزر پرتوان، امروزه مورد توجه بسیاری از محققان قرار گرفته است. با این حال، تلاطم می‌تواند تأثیرات مخربی بر باریکه لیزر داشته باشد و باعث واگرایی باریکه، انحراف مسیر باریکه و نوسانات شدت آن شود. از آنجایی که آزمایش‌های تجربی این حوزه گران هستند و بازتولید آن‌ها دشوار است، توسعه شبیه‌سازی‌های عددی مهم و ضروری به نظر می‌رسد.

شبیه‌سازی انتشار باریکه لیزری در جو متلاطم به واسطه اهمیت آن بارها بررسی شده‌است. برای اولین بار، تاتارسکی در سال ۱۹۷۱ به انتشار امواج الکترومغناطیسی در جو پرداخت [۱]. فلک^۱ و همکاران در سال ۱۹۷۶ به شبیه‌سازی وابسته به زمان انتشار باریکه لیزری پرتوان در جو پرداختند [۲]. اندروز^۲ و همکاران با انتشار کتابی در ۱۹۹۸ و چاپ‌های بعدی آن در سال ۲۰۰۵ و ۲۰۲۳ به پیشرفت‌های مهم و جدید در نظریه انتشار باریکه لیزری در یک محیط تصادفی اشاره کرده‌اند [۳]. در سال‌های اخیر، ژانگ^۳ و همکاران به شبیه‌سازی انتشار باریکه لیزری با نیم‌رخ‌های مختلف در یک کانال مخابراتی متلاطم پرداختند [۴]. با این حال نبود گزارشاتی مبنی بر انتشار باریکه لیزری با نیم‌رخ دلخواه احساس می‌شود. در این مقاله بناست تا رویکردی جدید در شبیه‌سازی انتشار باریکه لیزری در جو متلاطم معرفی گردد.

۲. مبانی انتشار باریکه لیزری در جو متلاطم

۱-۲. نظریه پراش

انتشار باریکه لیزری در خلأ، عمدتاً توسط نظریه انتشار باریکه گاوسی [۵] و نظریه‌های پراش [۶] توصیف می‌شود. نظریه انتشار باریکه گاوسی بر مبنای حل معادله موج پیرامحوری شکل گرفته است؛ اما نظریه پراش بر مبنای انتشار موجک‌های ثانویه

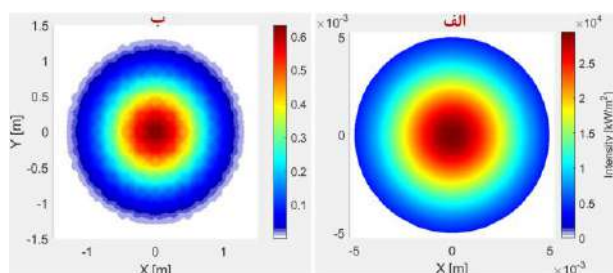
^۴ Angular Spectrum Method

^۵ Convolution

^۱ J. A. Fleck

^۲ L. C. Andrews

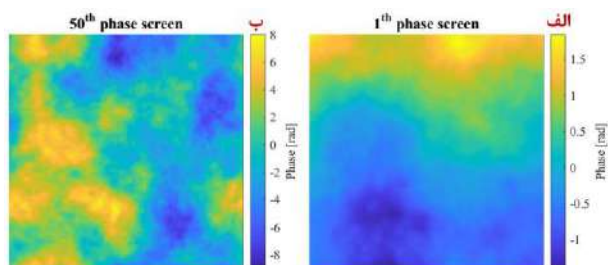
^۳ Y. Zhang



شکل ۲۰. توزیع شدت تک باریکه لیزری. الف: دهانه تابش، ب: صفحه مشاهده.

مطابق شکل ۲۰، قله شدت در دهانه تابش و صفحه مشاهده به ترتیب برابر $29/45 \text{ MW/m}^2$ و $622/37 \text{ W/m}^2$ به دست آمد و پهنای توزیع شدت (اندازه لکه باریکه) از 5 mm در دهانه تابش به حدود 1 m در صفحه مشاهده رسیده است که نشان دهنده کاهش شدت و افزایش اندازه لکه با افزایش فاصله صفحه مشاهده است. همچنین نیمرخ باریکه با انتشار لیزر در خلأ گاوسی باقی می ماند و تنها نواحی روشن جانبی کوچکی در اثر پراش از روزنه خروجی لیزر ظاهر می شود. علاوه بر ظهور این مراتب پراش، نوسانات کمی هم در توزیع شدت، مشاهده می شود که علت آن تبدیل فوریه سریع (FFT) در محاسبات رایانه است.

به منظور انتشار باریکه لیزری در جو متلاطم، 50 صفحه فاز تصادفی با تعداد پیکسل 1024×1024 در مسیر انتشار باریکه لیزری قرار داده شد. همچنین مشخصات عمومی جو متلاطم از جمله l_0 ، L_0 و r_0 به ترتیب برابر 5 mm ، 10 m و $0/5 \text{ m}$ انتخاب شد که متناظر با تلاطم متوسط است. دو صفحه فازی تصادفی که در ابتدا و انتهای مسیر انتشار باریکه قرار داده شده اند، در شکل ۲۱ آمده است.



شکل ۲۱. صفحه فازی تصادفی قرار گرفته در ابتدای مسیر (الف) و در انتهای مسیر (ب) انتشار باریکه لیزری.

می گیرد تا در هر نقطه از صفحه به دلیل اختلاف راه نوری بین دو صفحه زام و 1- زام، فاز باریکه دچار تغییرات شود.

در جو متلاطم به علت تغییرات کاملاً تصادفی در ضریب شکست، تغییرات فاز اعمالی به باریکه نیز یک فرآیند تصادفی خواهد بود. ادبیات این حوزه مملو از روش های شبیه سازی هوشمندانه برای تولید صفحات فازی جو با بازدهی محاسباتی خوب، دقت بالا و انعطاف پذیری است. معمولاً فاز به صورت مجموعی از توابع پایهی چندجمله ای های زرنیک [۸] یا توابع پایهی فوریه [۹] نوشته می شوند که هر دو دارای مزایا و معایبی هستند. در روش شبیه سازی صفحات فازی با توابع پایهی فوریه، فاز با استفاده از آرایه ای ۲ بعدی مختلط تصادفی از فرکانس های فضایی با توزیع گاوسی و طیف توان فاز ۶ تولید می شود که در رابطه (۴) آمده است [۹]:

$$\phi(\vec{\rho}_j) = \text{Re} \left(\mathcal{F}^{-1} \{ \vec{f}, \vec{\rho}_j \} \left[C_{N \times N} \sqrt{\Phi_P(\vec{f})} \Delta f \right] \right) \quad (4)$$

که $C_{N \times N}$ ، آرایه ی تصادفی، Δf ، تغییرات فرکانس فضایی و $\Phi_P(\vec{f})$ ، طیف توان فاز است و از رابطه (۵) به دست می آید:

$$\Phi_P(\vec{f}) = 0.023 r_0^{-5/3} \frac{\exp \left(- \left(\frac{f}{f_m} \right)^2 \right)}{(f^2 + f_0^2)^{11/6}} \quad (5)$$

$$f_m = \frac{5.92}{2\pi l_0}, \quad f_0 = \frac{1}{L_0}$$

در این رابطه، r_0 ، مشخصه فرید ۷ است و به میزان تلاطم جو بستگی دارد. همچنین مشخصه های L_0 و l_0 به ترتیب مقیاس درونی و بیرونی تلاطم جو هستند.

۳. شبیه سازی و نتایج

در شبیه سازی انتشار باریکه لیزری در جو متلاطم از نرم افزار MATLAB، استفاده شده است. شبیه سازی انجام شده با در نظر گرفتن لیزری با نیمرخ گاوسی، طول موج $(\lambda) 1080 \text{ nm}$ (لیزر Yb:YAG)، توان 1 kW و شعاع کمره $(w(0)) 5 \text{ mm}$ صورت گرفته است. همچنین صفحه مشاهده در فاصله 10 km از دهانه تابش قرار دارد. توزیع شدت لیزر در دهانه تابش و صفحه مشاهده در شکل ۲۰ آورده شده است.

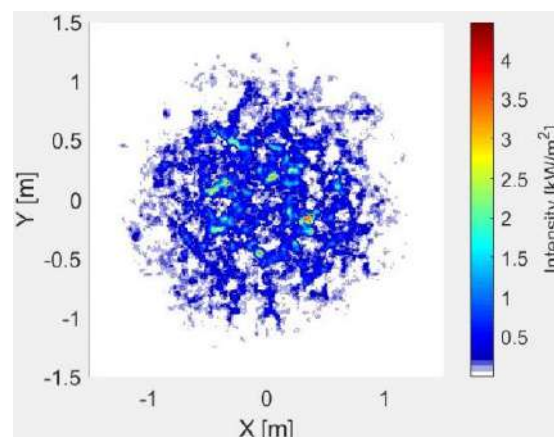
⁷ Fried parameter

⁶ Phase Power Spectrum (PPS)

مرجع ها

- [1] V. I. Tatarskii, "The effects of the turbulent atmosphere on wave propagation," Jerusalem: Israel Program for Scientific Translations, 1971, 1971.
- [2] J. A. Fleck, J. Morris, and M. Feit, "Time-dependent propagation of high energy laser beams through the atmosphere," Applied physics, vol. 10, pp. 129-160, 1976.
- [3] L. C. Andrews and M. K. Beason, Laser beam propagation in random media: new and advanced topics. 2023.
- [4] Y. Zhang, X. Zhou, and X. Yuan, "Performance analysis of sinh-Gaussian vortex beams propagation in turbulent atmosphere," Optics Communications, vol. 440, pp. 100-105, 2019.
- [5] H. Wang, B. He, Y. Yang, J. Zhou, X. Zhang, Y. Liang, Z. Sun, Y.-L. Song, Y. Wang, and Z. Zhang, "Beam quality improvement of coherent beam combining by gradient power distribution hexagonal tiled-aperture large laser array," Optical Engineering, vol. 58, no. 6, p. 066105, 2019.
- [6] J. Zuo, F. Li, C. Geng, F. Zou, J. Jiang, J. Liu, X. Yang, T. Yu, G. Huang, and Z. Fan, "Experimental demonstration of central-lobe energy enhancement based on amplitude modulation of beamlets in 19 elements fiber laser phased array," IEEE photonics journal, vol. 13, no. 3, pp. 1-13, 2021.
- [7] B. D. Guenther, Modern optics. OUP Oxford, 2015.
- [8] N. A. Baci and A. Yeniyay, "Wave-front Aberrations of Laser Beams Propagating through the Atmosphere," in COAT-2019-workshop (Communications and Observations through Atmospheric Turbulence: characterization and mitigation), 2019.
- [9] E. M. Whitfield, P. P. Banerjee, and J. W. Haus, "Propagation of Gaussian beams through a modified von Karman phase screen," in Laser Communication and Propagation through the Atmosphere and Oceans, 2012, vol. 8517: SPIE, pp. 208-214.

مطابق شکل ۲۱، در ابتدای مسیر انتشار باریکه لیزری به واسطه پهنای کم باریکه، فاز تصادفی کمی به لیزر اعمال می شود؛ اما با انتشار باریکه لیزر و پهن شدن اندازه لکه آن، فاز تصادفی بیش تری و با نوسانات بیش تر بر باریکه اعمال می شود. توزیع شدت صفحه مشاهده در حضور چنین تلاطمی در شکل ۲۲ آمده است.



شکل ۲۲. توزیع شدت صفحه مشاهده در حضور تلاطم متوسط جو.

مطابق شکل ۲۲، برخلاف انتشار باریکه لیزری در خلأ، نیم رخ باریکه با انتشار در جو متلاطم از توزیع گاوسی خارج شده است. با مقایسه شکل ۲۲ با شکل ۲۰، گرچه قله شدت افزایش یافته و به مقدار $4225/1 \text{ W/m}^2$ رسیده است؛ اما کسری از توان کل که در سید ۲۰ cm جایگزیده شده، از مقدار $7/54\%$ به $53/5\%$ کاهش یافته است.

نتیجه گیری

در این مقاله، رویکردی جدید در شبیه سازی انتشار باریکه لیزری در جو متلاطم با استفاده از روش طیف زاویه ای و صفحات فازی معرفی شده است. نتایج شبیه سازی نشان می دهد که با انتشار باریکه گاوسی در جو متلاطم و پس از عبور از صفحات فاز تصادفی، نیم رخ باریکه از توزیع گاوسی خارج شده است و کیفیت باریکه کاهش می یابد. شبیه سازی انتشار باریکه به روش طیف زاویه ای با توجه به سرعت زیاد رایانه در تبدیل فوریه سریع (FFT) و امکان انتشار هرگونه نیم رخی از باریکه می تواند در آینده ای نزدیک به روشی مطرح در حوزه انتشار تبدیل شود.

رویکرد آماری در شبیه‌سازی انتشار لیزر در جو به منظور بررسی عملکرد ارتباطات نوری فضای آزاد

سجاد قآنی^۱، ناصر سیاهوشی^{۲*}، امیرحسین ربیعی^۱

۱- دانشکده فیزیک، دانشگاه علم و صنعت ایران، تهران، ایران.

۲- گروه فوتونیک، دانشکده علوم پایه شهید فخری‌زاده، دانشگاه جامع امام حسین (ع)، تهران، ایران.

چکیده - ارتباطات نوری فضای آزاد (FSOC) و تأثیر جو متلاطم بر آن، مورد توجه بسیاری از محققان قرار گرفته است. در این مقاله، رویکردی آماری برای بررسی کیفیت این سامانه‌های ارتباطی در تلاطم‌های مختلف جوی با استفاده از معیار توان در سبد ۵ cm (PIB5cm) ارائه شده است. نتایج شبیه‌سازی انتشار باریکه گاوسی در جو متلاطم نشان می‌دهد که مقادیر شدت و PIB5cm به‌ویژه در تلاطم قوی کاهش یافته است و گرچه توزیع شدت از شکل گاوسی خارج شده است، اما توزیع میانگین شدت حتی در حضور تلاطم همچنان شکل گاوسی دارد. ضمن آن که تابع توزیع PIB5cm در جو متلاطم، توزیع لگاریتم‌نرمال دارد و با افزایش تلاطم جوی، تابع توزیع آن به سمت مقادیر کمتر توان رفته و پهنای تابع توزیع کمتر شده است.

کلیدواژه - ارتباطات نوری فضای آزاد، انتشار باریکه لیزری، جو متلاطم، روش طیف زاویه‌ای، تابع توزیع توان در سبد.

Statistical Approach to Simulate Laser Propagation in Atmosphere to Investigate Performance of Free Space Optical Communications

Sajjad Qaani¹, Naser Siahvashi^{2*}, Amir Hossein Rabiei¹

1- School of Physics, Iran University of Science and Technology, Tehran, Iran

2- Department of Photonics, Shahid Fakhri-zadeh Faculty of Basic Sciences, Imam Hossein Comprehensive University, Tehran, Iran

sajjad_ghaani@physics.iust.ac.ir, n-siahvashi@ihu.ac.ir, amirhossein_rabiei@physics.iust.ac.ir

Abstract – Free space optical communications (FSOC) and the effect of turbulent atmosphere on it have attracted the attention of many researchers. In this paper, a statistical approach is presented to investigate the quality of these communication systems in various atmospheric turbulences using the power in 5 cm bucket (PIB5cm) metric. The results of Gaussian beam propagation simulation in turbulent atmosphere show that the intensity and PIB5cm values have decreased especially in strong turbulence and although the intensity distribution has deviated from the Gaussian profile, the average intensity distribution is still Gaussian even in the presence of turbulence. In addition, the PIB5cm distribution function in turbulent atmosphere has a lognormal distribution and with increasing atmospheric turbulence, its distribution function has shifted towards lower power values and the width of the distribution function has become smaller.

Keywords: Free Space Optical Communications, Laser Beam Propagation, Turbulent Atmosphere, Angular Spectrum Method, Power In Bucket Distribution Function.

۱. مقدمه

$$E(\vec{\rho}_1, L) = \mathcal{F}^{-1}\{\vec{f}, \vec{\rho}_1\} \left[\mathcal{F}\{\vec{\rho}_0, \vec{f}\} [E(\vec{\rho}_0, 0)] \right. \\ \left. \times e^{ikL} e^{-i\pi\lambda L f^2} \right] \quad (1)$$

که k عدد موج، λ طول موج و $E(\vec{\rho}_0, 0)$ ، توزیع میدان باریکه در فرستنده است و برای باریکه لیزری با پروفایل گاوسی از رابطه (۲) محاسبه می‌شود [۶]:

$$E(\vec{\rho}_0, 0) = \sqrt{\frac{2P}{\pi w_0^2}} \exp\left(-\left[\frac{\rho_0}{w_0}\right]^2\right) \quad (2)$$

در این رابطه، P توان باریکه لیزری و w_0 شعاع کمره باریکه لیزر است. در نتیجه توزیع شدت باریکه لیزری در گیرنده به فاصله L از فرستنده از رابطه (۳) حاصل می‌شود:

$$I(\vec{\rho}_1, L) = E(\vec{\rho}_1, L) E^*(\vec{\rho}_1, L) \quad (3)$$

شبیه‌سازی انتشار در محیط‌های غیر خلاء مانند جو متلاطم و مواد ناهمگن از طریق روش انتشار چندگانه انجام می‌شود. بدین منظور، چندین صفحه فازی تصادفی در مسیر انتشار باریکه لیزری قرار می‌گیرد تا در هر نقطه از صفحه به دلیل اختلاف راه نوری بین دو صفحه زام و 1-ژام، فاز باریکه دچار تغییرات شود. میزان فاز تصادفی به مشخصه ساختار ضریب شکست اتمسفر یا اصطلاحاً $Cn2$ وابسته است. $Cn2$ معیاری از کواریانس ۶ مکانی نوسانات ضریب شکست است [۷].

یکی از شاخص‌های مهم در بررسی عملکرد سامانه‌های FSOC، نسبت سیگنال به نوفه γ (SNR) است که معیاری از نسبت توان سیگنال دریافتی به توان نوفه پس‌زمینه در یکای dB است [۸]. بنابراین توان دریافتی توسط گیرنده از مهم‌ترین مشخصه‌ها در مهندسی چنین سامانه‌های ارتباطی به‌شمار می‌رود. برای این منظور، معیار توان در سید ۸ (PIB) یعنی کسری از توان فرستنده (P_t) که در دایره‌ای به شعاع R_B روی اپتیک گیرنده قرار گرفته، معرفی می‌شود. این کمیت از رابطه (۳) محاسبه می‌شود [۶]:

$$PIB(R_B) = \frac{1}{P_t} \int_{\rho=0}^{R_B} \int_{\theta=0}^{2\pi} I(\rho, \theta, z) \rho d\theta d\rho \quad (3)$$

۳. شبیه‌سازی و نتایج

در سال‌های اخیر، ارتباطات نوری فضای آزاد ۱ (FSOC) به واسطه‌ی پهنای باند بیش‌تر نسبت به ارتباطات رادیویی و هزینه کم‌تر نسبت به فیبر نوری، بسیار مورد توجه قرار گرفته است. با این حال، تلاطم جو می‌تواند تأثیرات مخربی بر عملکرد این سامانه داشته باشد و باعث واگرایی و انحراف مسیر باریکه و موجب تضعیف و نوسان توان دریافتی توسط گیرنده شود یا حتی عملکرد سامانه را مختل کند. بنابراین یافتن توزیع فراوانی توان دریافتی گیرنده در حضور تلاطم جو می‌تواند در تحلیل عملکرد چنین سامانه‌هایی مهم و ضروری به نظر رسد.

شبیه‌سازی انتشار باریکه لیزری در جو متلاطم بارها مورد مطالعه قرار گرفته است. برای اولین بار، تاتارسکی ۲ در سال ۱۹۷۱ به انتشار امواج الکترومغناطیسی در جو پرداخت [۱]. مهدیه و همکاران با انتشار باریکه گاوسی در جو متلاطم، عملکرد FSOC را بررسی کردند [۲]. کاشانی و همکاران به انتشار باریکه همدوس جزئی سرفاف ۳ (PCFT) در جو متلاطم پرداختند [۳]. الحبش ۴ و همکاران در انتشار باریکه لیزری در جو متلاطم، توزیع فراوانی نوسانات قله شدت را مطالعه کردند [۴]. در سال‌های اخیر، ژانگ ۵ و همکاران به شبیه‌سازی انتشار باریکه لیزری با پروفایل‌های مختلف در یک کانال مخابراتی متلاطم پرداختند [۵]. با این حال کمبود گزارشاتی در بررسی توزیع فراوانی توان دریافتی گیرنده FSOC احساس می‌شود. به منظور بررسی عملکرد FSOC، در پژوهش پیش‌رو، رویکرد آماری در شبیه‌سازی انتشار باریکه لیزری در جو متلاطم معرفی شده و توزیع فراوانی توان گیرنده مورد بررسی قرار گرفته است.

۲. مبانی انتشار باریکه لیزری در جو متلاطم

انتشار باریکه لیزری در خلاء، عمدتاً توسط انتگرال هوینگس-فرنل [۶] و روش طیف زاویه‌ای [۵] توصیف می‌شود. در روش طیف زاویه‌ای می‌توان موج را با تبدیل فوری ۲ بعدی به امواج تخت تجزیه کرد و هر موج تخت را در فضا منتشر کرده و سپس امواج را با هم جمع کرد. بنابراین توزیع میدان باریکه لیزری در فاصله L از رابطه (۱) به‌دست می‌آید [۵]:

⁵ Y. Zhang

⁶ Covariance

⁷ Signal to Noise Ratio (SNR)

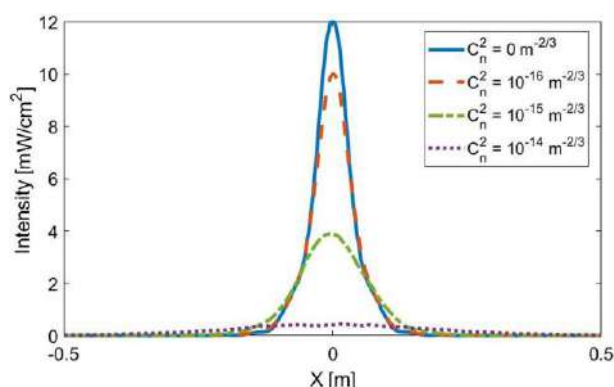
⁸ Power In Bucket (PIB)

¹ Free-Space Optical Communications (FSOC)

² V. I. Tatarskii

³ Partially Coherent Flat-Topped (PCFT)

⁴ M. A. Al-Habash

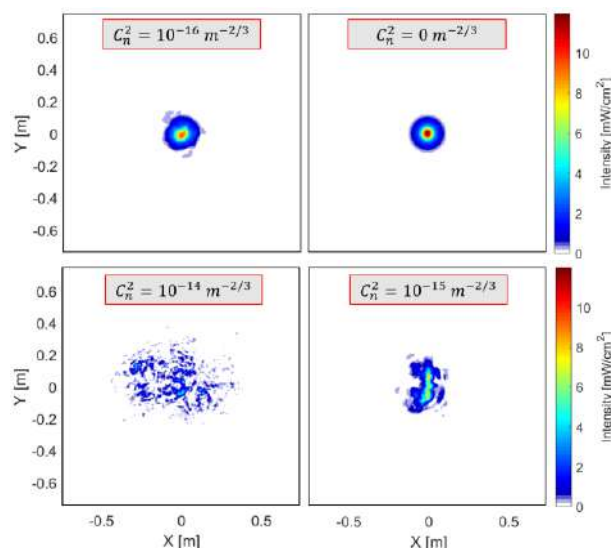


شکل ۲۴. توزیع شدت میانگین باریکه لیزری در گیرنده برای تلاطم‌های جوی مختلف.

مطابق شکل ۲۰، توزیع میانگین شدت برخلاف توزیع شدت‌های شکل ۲۳، همچنان شکل گاوسی خود را حفظ می‌کند. همچنین مقادیر قله میانگین شدت در گیرنده برای خلأ و تلاطم‌های ضعیف، متوسط و قوی به ترتیب ۱۲/۰، ۱۰/۰، ۳/۹ و ۰/۵ mW/cm² بدست آمد که نشان می‌دهد با افزایش تلاطم جو و مقدار Cn²، مقادیر قله میانگین شدت کاهش یافته و پهنای باریکه افزایش می‌یابد و حاکی از تأثیر بیش‌تر تلاطم قوی بر عملکرد سامانه است. همچنین برای انتشار باریکه لیزر در خلأ و تلاطم‌های ضعیف، متوسط و قوی به ترتیب ۵۱/۵۱، ۴۶/۲۷، ۲۴/۷۹ و ۳/۱۲ درصد توان به طور متوسط در سبد ۵ cm قرار گرفته است.

به منظور بررسی عملکرد ارتباطات نوری فضای آزاد با رویکرد آماری، مقدار توان در سبد ۵ cm (PIB_{5cm}) برای ۱۰۰۰ شبیه‌سازی انتشار لیزر از فرستنده به گیرنده محاسبه شده است. توزیع فراوانی (تابع چگالی احتمال) توان در سبد ۵ cm در شکل ۲۲ آمده است. ضمن آن که منحنی‌ها با استفاده از بهترین تابع توزیع لگاریتم-نرمال ۱۰ برازش شده‌اند.

شبیه‌سازی‌های انجام شده در نرم‌افزار MATLAB با در نظر گرفتن لیزری با پروفایل گاوسی، طول‌موج ۱۰۶۴ nm، توان ۱ W (۰ dB) و شعاع کمره ۱۰ cm صورت گرفته و گیرنده در فاصله ۱۰ km از فرستنده قرار داده شده است. انتشار باریکه لیزری در جو با مقادیر مختلف Cn²=۰ m^{-2/3} (خلأ)، ۱۰-۱۶ m^{-2/3} (تلاطم ضعیف)، ۱۰-۱۵ m^{-2/3} (تلاطم متوسط) و ۱۰-۱۴ m^{-2/3} (تلاطم قوی) در نظر گرفته شد. به منظور بررسی تأثیر تلاطم جو بر انتشار لیزر، باریکه گاوسی از میان ۵۰ صفحه فاز تصادفی عبور داده شد و توزیع شدت آن در گیرنده برای مقادیر Cn² مذکور در شکل ۲۳ آمده است.



شکل ۲۳. توزیع شدت لیزر در گیرنده برای تلاطم‌های جوی مختلف.

مطابق شکل ۲۳، پروفایل باریکه با افزایش تلاطم جو، از شکل گاوسی خارج شده و مقادیر شدت کاهش می‌یابند. همچنین برای مقادیر کم‌تر از Cn²=۱۴-۱۰ m^{-2/3}، توزیع شدت دارای ۱ ناحیه روشن مرکزی است، اما با افزایش مقدار آن، توزیع شدت به چندین لکه روشن و پراکنده در گیرنده تقسیم می‌شود. برای بررسی رفتار آماری عملکرد سامانه در جو متلاطم، شبیه‌سازی انتشار باریکه لیزری، ۱۰۰۰ بار تکرار شده است. برای مقادیر Cn² مذکور، توزیع میانگین شدت لیزر در گیرنده در شکل ۲۰ نشان داده شده است.

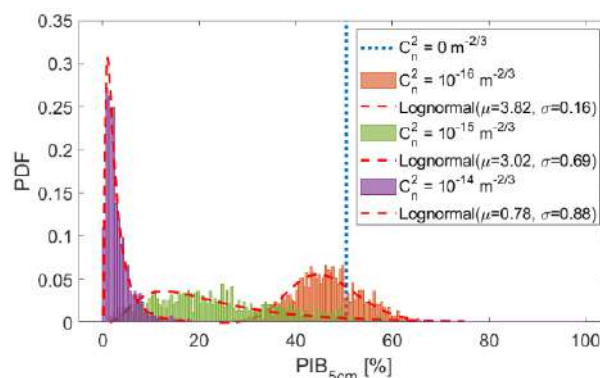
¹⁰ Lognormal distribution

⁹ Probability Density Function (PDF)

در جو متلاطم، توزیع لگاریتم نرمال دارد و با افزایش تلاطم جو، تابع توزیع آن به سمت مقادیر کمتر توان رفته و پهنای تابع توزیع کمتر شده است.

مرجع ها

- [1] V. I. Tatarskii, "The effects of the turbulent atmosphere on wave propagation," Jerusalem: Israel Program for Scientific Translations, 1971, 1971.
- [2] M. Mahdiah and M. Pournoury, "Atmospheric turbulence and numerical evaluation of bit error rate (BER) in free-space communication," Optics & Laser Technology, vol. 42, no. 1, pp. 55-60, 2010.
- [3] F. Kashani, M. Alavinejad, and B. Ghafary, "Propagation properties of a non-circular partially coherent flat-topped beam in a turbulent atmosphere," Optics & Laser Technology, vol. 41, no. 5, pp. 659-664, 2009.
- [4] M. Al-Habash, L. C. Andrews, and R. L. Phillips, "Mathematical model for the irradiance probability density function of a laser beam propagating through turbulent media," Optical engineering, vol. 40, no. 8, pp. 1554-1562, 2001.
- [5] Y. Zhang, X. Zhou, and X. Yuan, "Performance analysis of sinh-Gaussian vortex beams propagation in turbulent atmosphere," Optics Communications, vol. 440, pp. 100-105, 2019.
- [6] S. Qaani and N. Siahvashi, "Optimizing geometrical parameters of coherent beam combining in the near and far-field distance," Optik, vol. 296, p. 171536, 2024.
- [7] L. C. Andrews and M. K. Beason, Laser beam propagation in random media: new and advanced topics. 2023.
- [8] S. Golmohammady, M. Yousefi, F. Dabbagh Kashani, and B. Ghafary, "Reliability analysis of the flat-topped array beam FSO communication link," Journal of Modern Optics, vol. 60, no. 9, pp. 696-703, 2013.



شکل ۲۵. توزیع فراوانی (تابع چگالی احتمال) توان در سب ۵ cm برای تلاطم های جوی مختلف.

مطابق شکل ۲۲، توزیع PIB_{5cm} با افزایش تلاطم جو به سمت مقادیر کمتر توان کشیده شده و پهنای تابع توزیع کمتر شده است. همچنین باید توجه شود که در تلاطم ضعیف، گرچه میانگین PIB_{5cm} نسبت به خلأ کاهش یافته، اما در برخی موارد به علت رفتار تصادفی در ضریب شکست جو، مقدار توان در سب ۵ cm آن از خلأ بیشتر شده است.

نتیجه گیری

در این مقاله، رویکردی آماری در بررسی عملکرد ارتباطات نوری فضای آزاد ارائه شده است. برای این منظور انتشار باریکه لیزری در جو متلاطم با استفاده از روش طیف زاویه ای و صفحات فازی شبیه سازی شده است. نتایج نشان می دهد که با افزایش تلاطم جو، شدت و توان در سب، کاهش یافته و پروفایل باریکه به تدریج از شکل گاوسی خارج شده و در تلاطم قوی به چند لکه روشن و پراکنده در گیرنده تقسیم می شود. در رویکرد آماری با بررسی ۱۰۰۰ نمونه می توان نتیجه گرفت که توزیع میانگین شدت حتی در حضور تلاطم همچنان شکل گاوسی باریکه را دارد، اما قله میانگین شدت و توان در سب به ویژه در تلاطم قوی به شدت کاهش یافته است. ضمن آن که تابع توزیع توان در سب ۵ cm

بررسی و شبیه‌سازی تأثیر اندازه کمره باریکه بر توزیع شدت و توان در سبد باریکه ترکیبی منتشر شده در اتمسفر متلاطم با در نظر گرفتن صفحات فازی

مهدی، صفر بیرانوند؛ ناصر، سپاهوشی*

گروه فوتونیک، دانشکده علوم پایه شهید فخری‌زاده، دانشگاه جامع امام حسین، تهران، ایران؛

چکیده - در این پژوهش با اعمال اثرات پارامتر ساختار ضریب شکست اتمسفر ($Cn2$) در قالب صفحات فازی و شبیه‌سازی اتمسفر متلاطم، انتشار باریکه ترکیبی در اتمسفر انجام گرفته و تأثیر اندازه کمره باریکه ($w0$) بر توزیع شدت و توان در سبد برای شعاع سبد 15 cm بررسی شده است. برای این منظور 60 صفحه فازی در فاصله 10 km با مقادیر مختلف پارامتر $Cn2$ در نظر گرفته و اثرات مقادیر مختلف $w0$ بررسی می‌شود. نتایج شبیه‌سازی حاکی از آن است که با افزایش مقدار پارامتر $Cn2$ ، نوسانات فاز صفحات فازی افزایش می‌یابند. همچنین با افزایش مقدار $w0$ ، توزیع شدت باریکه ترکیبی منتشر شده در اتمسفر متلاطم به هم‌ریخته‌تر می‌شود؛ با این حال بیشترین مقدار توان در سبد 15 cm برای مقدار بهینه اندازه کمره 9.5 mm بروز می‌کند.

کلیدواژه- اتمسفر متلاطم، پارامتر $Cn2$ ، توزیع شدت، صفحات فازی، کمره باریکه.

Investigating and Simulating The Effect of beam waist on Combined Beam Intensity distribution and Power in bucket for Propagation in Turbulent Atmosphere by Considering Phase-Screen

Safarbyranvand, Mahdi; Siahvashi, Naser*

Department of Photonics, Shahid Fakhrizadeh Faculty of Basic Sciences, Imam Hossein University, Tehran, Iran;

n-siahvashi@ihu.ac.ir , mahdi2750safarbyranvand@gmail.com

Abstract- In this research, by applying the effects of atmospheric refractive index structure parameter ($Cn2$) in the form of phase-screen and turbulent atmosphere simulation, the effect of beam waist ($w0$) on the combined beam intensity distribution and power in bucket with 15 cm bucket size, has been investigated. For this purpose, first, 60 phase screen are considered at 10 km distance with different values of $Cn2$ parameter, and then the effects of different values of $w0$ are investigated. The simulation results indicate that the increasing the value of the $Cn2$ parameter, result the increasing the phase fluctuations of the phase screen. Also, as the value of $w0$ increases, the intensity distribution of the combined beam propagation in the turbulent atmosphere becomes more mixed but the maximum value of power in the 15 cm bucket is the optimum value of 9.5 mm beam waist.

Keywords: Turbulent atmosphere, $Cn2$ parameter, intensity distribution, phase screen, beam waist

مقدمه

$$\phi(x, y) = \text{Real} \left[\mathcal{F}^{-1} \left(C \left(\frac{2\pi}{N\Delta x} \right)^2 \phi_n(k) \right) \right] \quad (2)$$

در اینجا، C یک آرایه $N \times N$ از اعداد تصادفی مختلط با میانگین صفر و واریانس یک، N^2 تعداد عناصر شبکه، Δx فاصله شبکه و $\phi_n(k)$ طیف توان نوسانات ضریب شکست اتمسفر است که با استفاده از رابطه (۳) بیان می‌شود.

$$\phi_n(k) = 0.49 r_0^{-\frac{5}{3}} \frac{\exp\left(-\frac{k^2}{k_m^2}\right)}{(\kappa^2 + \kappa_0^2)^{\frac{11}{6}}} \quad (3)$$

رابطه (۳) در واقع طیف توان فون کارمن را نشان می‌دهد که در آن $\kappa_0 = 2\pi/L_0$ و $\kappa_m = 5.92/l_0$ ، $\kappa = |(k_x, k_y, k_z)|$ همچنین که l_0 و L_0 به ترتیب مقیاس درونی و بیرونی اتمسفر متلاطم و همچنین r_0 پارامتر فرید (طول همودوسی اتمسفر) است که توسط رابطه (۴) نوشته می‌شود.

$$r_{0i} = (0.423 k^2 C_n^2 \Delta z_i)^{-3/5} \quad (4)$$

Δz فاصله صفحات فازی و $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ عدد موج است [۵].

از طرفی برای ارزیابی کیفیت باریکه لیزری از معیارهای مختلفی استفاده می‌شود که در ترکیب باریکه‌ها توان در سبد (PIB) یکی از مناسب‌ترین معیارها برای تعیین کیفیت باریکه ترکیبی است و بصورت کسری از توان کل که در سبدی، به شعاع RB در صفحه مشاهده جایگزیده شده است، تعریف می‌شود (رابطه (۷)).

$$PIB(R_B) = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^{R_B} \langle I(\rho, \theta, z) \rangle \rho d\rho d\theta}{P} \quad (7)$$

شبیه‌سازی

برای شبیه‌سازی صفحات فازی و همچنین انتشار ترکیب باریکه‌ها از نرم‌افزار MATLAB استفاده شده است. شبیه‌سازی‌ها برای فاصله ۱۰ km صفحه مشاهده انجام شده است. برای این منظور ۶۰ صفحه فازی با مقادیر l_0 و L_0 به ترتیب برابر ۵ mm و ۱۰ m در نظر گرفته می‌شود و اثرات پارامتر Cn2 در آن‌ها بررسی می‌شود. شکل (۱)، ۶۰ امین صفحه فازی با مقادیر مختلف پارامتر Cn2 را نشان می‌دهد.

لیزرها در بسیاری از کاربردها مانند پزشکی، صنعت، مخابرات و حوزه دفاعی استفاده می‌شوند. استفاده از لیزر در برخی کاربردها نیازمند توان بالا است. در چند سال اخیر راه‌حل‌های مختلفی از جمله ترکیب همودوس (CBC) و ناهمدوس (ICBC) برای دستیابی به لیزرهای توان بالا ارائه شده است [۱].

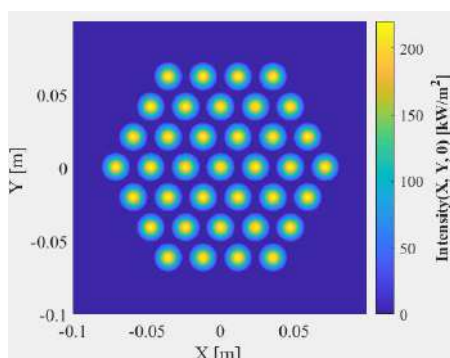
در ترکیب باریکه‌ها، چندین لیزر کنار یکدیگر قرار می‌گیرند بطوریکه برهم‌نهی میدان آن‌ها در نهایت موجب افزایش توان شود. استفاده از لیزرهای پرتوان در فضای آزاد چالش‌هایی را به دنبال دارد، که مهم‌ترین آن‌ها اتمسفر متلاطم است. در واقع با تلاطم اتمسفر و افزایش پارامتر ساختار ضریب شکست (Cn2)، باریکه منتشر شده دچار تغییر و ناپایداری می‌شود [۲]. اخیراً تحقیقات بسیاری در زمینه باریکه ترکیبی منتشر شده در اتمسفر صورت گرفته است. ژو و همکاران در سال ۲۰۰۹، باریکه ترکیبی همودوس و ناهمدوس را در آرایش دایره‌ای با ۳۷ باریکه لیزری را در فواصل مختلف مورد مطالعه قرار دادند، نتایج نشان داد که اثرات اتمسفر متلاطم بر توزیع شدت باریکه ترکیبی همودوس نسبت به ترکیب ناهمدوس، بیشتر است [۳]. همچنین در سال ۲۰۲۰ جاپچینسکی و همکارش، توزیع شدت باریکه ترکیبی منتشر شده در ارتفاعات مختلف اتمسفر متلاطم را بررسی کردند؛ نتایج نشان دهنده آن بود که با افزایش ارتفاع از سطح زمین، مقدار پارامتر Cn2 کاهش یافته و قله شدت افزایش می‌یابد [۱]. در این پژوهش با استفاده از شبیه‌سازی اثرات پارامتر Cn2 روی صفحات فازی، تأثیر کمره باریکه بر توزیع شدت باریکه ترکیبی همودوس منتشر شده در اتمسفر متلاطم بررسی شده است و مقدار بهینه کمره، برای داشتن بیش‌ترین مقدار توان در سبد ارائه شده است.

روش محاسباتی

اتمسفر متلاطم موجب نوسانات شدتی باریکه می‌شود. بنابراین میدان باریکه لیزری با استفاده از روش طیف زاویه‌ای توسط رابطه (۱) در نظر گرفته می‌شود [۴].

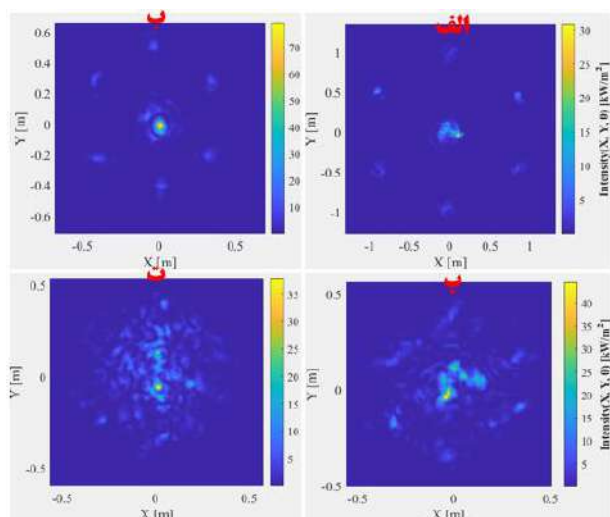
$$E_t = E(\vec{\rho}_1, L) \exp(i\phi(x, y)) \quad (1)$$

که در آن $E(\vec{\rho}_1, L)$ میدان باریکه منتشر شده در خلأ و $\phi(x, y)$ صفحه فازی است (رابطه (۲)).



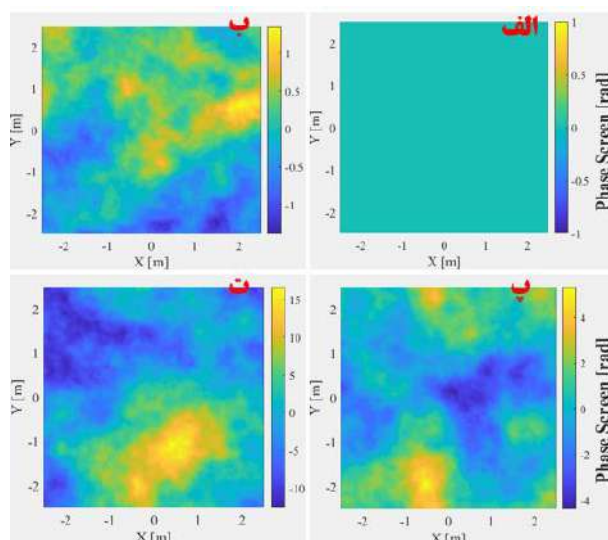
شکل ۲۷. توزیع شدت دهانه تابش ترکیب همدوس ۳۷ باریکه.

به منظور بررسی تأثیر شعاع کمره باریکه با انتشار در اتمسفر متلاطم، توزیع شدت به ازای $C_n^2 = 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$ برای مقادیر مختلف w_0 ۵، ۱۰، ۱۵ و ۲۰ mm شبیه سازی شد. شکل (۳) توزیع شدت باریکه ترکیبی منتشر شده در اتمسفر متلاطم را برای مقادیر مختلف w_0 نشان می دهد.



شکل ۲۸. توزیع شدت باریکه ترکیبی در صفحه مشاهده برای شعاع کمره های الف: ۵ mm، ب: ۱۰ mm، پ: ۱۵ mm، ت: ۲۰ mm.

با افزایش فاصله انتشار، اندازه لکه باریکه ها به صورت ذاتی افزایش یافته و میدان باریکه ها با یکدیگر هم پوشانی پیدا می کنند و بر اثر تداخل سازنده و ویرانگر، نواحی روشن و تاریک نمایان می شوند. از طرفی توزیع شدت باریکه ترکیبی منتشر شده در اتمسفر متلاطم علاوه بر تغییرات ذاتی، تحت تأثیر اتمسفر متلاطم قرار گرفته و به هم ریخته می شود که این امر ناشی از جمله صفحه فازی در معادله (۱) است. همچنین مطابق شکل (۳)، با افزایش مقدار w_0 ، اتمسفر متلاطم روی توزیع شدت باریکه



شکل ۲۶. صفحات فازی با مقادیر مختلف پارامتر C_n^2 الف: $C_n^2 = 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$ و ت: $C_n^2 = 10^{-16} \text{ m}^{-2/3}$ ب: $C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ پ: $C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$

همانطور که در شکل (۱) مشاهده می شود، فاز به صورت تصادفی در صفحات فازی پخش شده است؛ با افزایش مقدار پارامتر C_n^2 ، شدت فاز صفحات فازی اتمسفر بیشتر می شود، که این امر نشان دهنده ی ارتباط مستقیم فاز اتمسفر با مقدار پارامتر C_n^2 است، به طوری که بیشترین مقدار تغییرات فاز برای $C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ است و این مقدار به ترتیب به مقادیر 10^{-15} و $10^{-16} \text{ m}^{-2/3}$ کاهش می یابد.

در ادامه با در نظر گرفتن ۶۰ صفحه فازی در فاصله ۱۰ km، ترکیب ۳۷ باریکه لیزری با آرایش شش ضلعی، شعاع کمره ۱۰ mm و طول موج ۱۰۸۰ nm، توان کل باریکه ها ۱ kW و فاصله مرکز به مرکز باریکه ها، ۲۵ mm بررسی شده است. شکل (۲) توزیع شدت ترکیب همدوس ۳۷ باریکه لیزری در دهانه تابش را نشان می دهد. مطابق شکل (۲)، باریکه ها هیچ گونه برهم نهی در دهانه تابش با هم ندارند.

نتیجه گیری

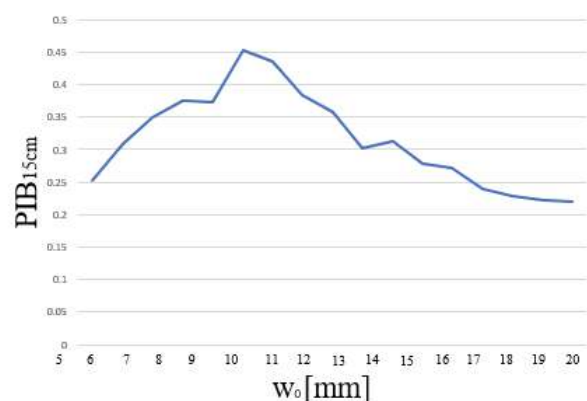
در این تحقیق اثرات پارامتر ساختار ضریب شکست اتمسفر ($Cn2$) بر صفحات فازی اتمسفر و اثرات تغییرات کمره باریکه بر توزیع شدت باریکه منتشر شده در اتمسفر متلاطم مورد مطالعه و بررسی قرار گرفت. با انجام شبیه سازی نشان داده شد که با افزایش مقدار پارامتر $Cn2$ ، شدت نوسانات فاز اتمسفر افزایش یافته و در نتیجه اثرات آن بر باریکه لیزری بیشتر می شود. همچنین با افزایش مقدار کمره باریکه، اثرات توزیع شدت باریکه ترکیبی منتشر شده در اتمسفر متلاطم به هم ریخته تر می شود. بررسی توان در سید ۱۵ cm باریکه ترکیبی هم دوس منتشر شده در اتمسفر با مقادیر مختلف کمره باریکه نشان داد که، اندازه کمره باریکه ۹.۵ mm مقدار بهینه است.

مرجع ها

1. Jabczyński, J.K. and P. Gontar, Impact of atmospheric turbulence on coherent beam combining for laser weapon systems. Defence Technology, 2021. 17(4): p. 1160-1167.
2. Andrews, L.C. and R.L. Phillips, Laser beam propagation through random media. Laser Beam Propagation Through Random Media: Second Edition, 2005.
3. Zhou, P., et al., Comparative study on the propagation performance of coherently combined and incoherently combined beams. Optics Communications, 2009. 282(8): p. 1640-1647.
4. Ju, P., et al. Atmospheric turbulence effects on the performance of orbital angular momentum multiplexed free-space optical links using coherent beam combining. in Photonics. 2023. MDPI.
5. Schmidt, J.D., Numerical simulation of optical wave propagation with examples in MATLAB. (No Title), 2010.
6. Kashani, F., M.R. Mahzoun, and B. Ghafary, Beam propagation analysis of a multi beam FSO system with partially flat-topped laser beams in turbulent atmosphere. Optik, 2012. 123(10): p. 879-886.

ترکیبی مؤثر بوده و پهنای توزیع شدت کاهش می یابد و قله شدت برای شکل ۳ (الف، ب، پ و ت) به ترتیب برابر است با ۳۰/۵۲، ۷۹/۰۵، ۳۷/۱۵ و ۱۸/۰۸ kW/m^2 . بنابراین نتایج حاکی از آن است که بیشترین مقدار شدت به ترتیب در ۱۰، ۱۵، ۵ و ۲۰ mm قرار گرفته است.

برای بررسی دقیق تر اثرات w_0 بر روی کیفیت باریکه ترکیبی منتشر شده در اتمسفر متلاطم و دستیابی به کمره باریکه بهینه آن، تغییرات توان در سید ۱۵ cm بر حسب تغییرات کمره باریکه مورد تجزیه و تحلیل قرار گرفت. شکل ۴ تغییرات توان در سید ۱۵ cm را بر حسب تغییرات کمره باریکه نشان می دهد.



شکل ۴. تغییرات توان در سید ۱۵ cm بر حسب تغییرات اندازه کمره.

مطابق شکل (۴)، با افزایش شعاع کمره باریکه ها، در نتیجه افزایش قطر دهانه تابش، نوسانات اتمسفر باعث تغییرات توان در سید ۱۵ cm می شود؛ بطوری که توان در سید ۱۵ cm در ابتدا روند افزایشی و سپس کاهشی دارد؛ بنابراین در ترکیب باریکه های لیزری منتشر شده در اتمسفر متلاطم، یک شعاع کمره بهینه برای دستیابی به توان بیشینه وجود دارد. که این مقدار بهینه همانطور که در شکل (۴) مشاهده می شود، برای اندازه کمره ۹.۵ mm اتفاق می افتد.