

طراحی و شبیه‌سازی گیت نوری NOT با استفاده از ماده تغییردهنده فاز GST بر بستر InP در طول موج ۱/۵۵ میکرومتر

علیرضا ملک محمد، محمود نیکوفرد، مصطفی رحیمی

گروه نانوالکترونیک، پژوهشکده علوم و فناوری نانو، دانشگاه کاشان، کاشان

alireza1234malekmohammad1234@gmail.com, mnik@kashanu.ac.ir and Mostafa75ra@gmail.com

چکیده - با پیشرفت‌های سریع در فناوری و افزایش نیاز به سرعت و کارایی در پردازش و انتقال داده‌ها، حوزه‌های مختلف علمی و مهندسی به دنبال راه‌حل‌های نوین برای غلبه بر محدودیت‌های موجود در سیستم‌های الکترونیکی هستند. یکی از این راه‌حل‌های پیشرفته، استفاده از فناوری نوری در طراحی و ساخت دروازه‌های منطقی است. ماده GST یکی از متداول‌ترین مواد تغییر دهنده فاز می‌باشد که در این مقاله در طراحی گیت نوری NOT از آن استفاده شده است. در این مقاله ابتدا توسط نرم‌افزار کامسول ساختار سوییچ نوری پلاسمونیکی پیشنهادی تحلیل شده و ضخامت مناسب برای هر یک از لایه‌ها بدست آورده شده است. سپس از آن در طراحی مشددحلقوی بهره برده شده است. همچنین، طول موج تشدید مشددحلقوی پیشنهادی، در هریک از فازهای ماده GST محاسبه شده که در این طول موج، عملکرد مشددحلقوی مانند گیت نوری NOT می‌باشد. کلید واژه- بایولیزر، پروتئین، تابش فلورسانس، مد گالری نجواگر، میکروکاوک.

Design and simulation of NOT optical gate using GST phase change material on InP substrate at wavelength of 1.55 μm

Alireza Malek Mohammad, Mahmoud Nikoufard, and Mostafa Rahimi

Department of Nanoelectronics, Research Institute of Science and Nanotechnology, Kashan University, Kashan

alireza1234malekmohammad1234@gmail.com, mnik@kashanu.ac.ir, and Mostafa75ra@gmail.com

Abstract-With the rapid advancements in technology and the growing demand for speed and efficiency in data processing and transmission, various scientific and engineering fields are seeking innovative solutions to overcome the limitations of electronic systems. One of these advanced solutions is the use of optical technology in the design and fabrication of logic gates. GST is one of the most commonly used phase-change materials, and in this article, it has been employed in the design of a NOT optical gate. In this study, the proposed plasmonic optical switch structure is first analyzed using COMSOL software, and the optimal thickness for each layer is determined. This structure is then utilized as a key component in designing a ring resonator. Furthermore, the resonance wavelength of the proposed ring resonator in each phase of the GST material is calculated, demonstrating that, at this wavelength, the ring resonator functions as a NOT optical gate.

Keywords: Germanium Antimony Telluride (GST), Indium Phosphide, Optical switches, 1.55 μm wavelength.

مقدمه

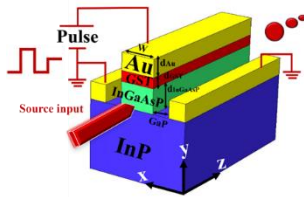
مواد تغییر فاز دهنده موادی هستند که توانایی تغییر بین دو فاز آمورف و بلوری را دارند که با استفاده از این خاصیت، امکان کنترل انتشار نور در موجرها فراهم می‌شود. ماده GST (ژرمانیم-آنتیموان-تلووریم) یکی از متداول‌ترین مواد تغییر دهنده فاز می‌باشد. فاز آمورف ماده GST، مقاومت الکتریکی بالا و بازتاب نوری کم را از خود نشان می‌دهد [۱]، [۲]. همچنین، فاز آمورف ماده GST یک ساختار بی‌نظم می‌باشد، از طرف دیگر فاز بلوری ماده GST، مقاومت الکتریکی پایین و درجات مختلفی از بازتاب نوری بالا را در مقایسه با فاز آمورف از خود نشان می‌دهند و یک ساختار منظم می‌باشد [۳].

در این پژوهش ابتدا به طراحی یک سویچ نوری پلاسمونیک مبتنی بر ماده تغییر دهنده فاز GST، پرداخته شده و سپس با قرار دادن آن در یکی از بازوهای مشددحلقوی و محاسبه طول موج تشدید آن توسط نرم‌افزار کامسول یک گیت نوری NOT طراحی و شبیه‌سازی شده است.

ساختار سویچ نوری پلاسمونیک پیشنهادی

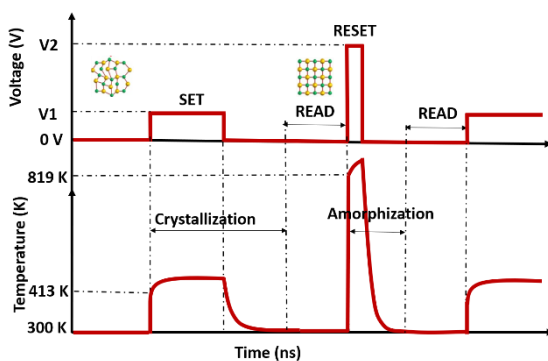
سویچ‌های نوری مبتنی بر مواد تغییردهنده فاز که بر بستر ایندیوم فسفاید ساخته می‌شوند، از قابلیت‌های منحصر به فردی برای تغییر حالت بین فازهای آمورف و کریستالی برخوردارند. این تغییرات فاز سریع و بازگشت‌پذیر، باعث تغییرات چشمگیری در خصوصیات نوری ماده مانند ضریب شکست می‌شوند. علاوه بر این ماده InGaAsP که به عنوان هسته در ساختار سویچ نوری پلاسمونیک استفاده شده، به دلیل خواص نوری منحصر به فردی که دارد اخیراً مورد توجه دانشمندان فوتونیک قرار گرفته است [۴]. در شکل ۱، نمای سه‌بعدی سویچ نوری پلاسمونیک پیشنهادی و فرایند تغییر فاز ماده GST آورده شده است. ضمناً ضرایب شکست لایه‌های

هسته، ایندیوم فسفاید، طلا و ماده GST در طول موج ۱۵۵۰ نانومتر به ترتیب برابر با $n_{\text{Au}} = 0.5406 + 10.742i$ ، $n_{\text{InP}} = 3.3640$ ، $n_{\text{InGaAsP}} = 3.17$ ، $n_{\text{GST Amorphous}} = 4.6 + 0.12i$ و $n_{\text{GST Crystalline}} = 7.45 + 1.49i$ می‌باشند [۲].



شکل ۱: نمای سه‌بعدی ساختار سویچ نوری پلاسمونیک ارائه شده.

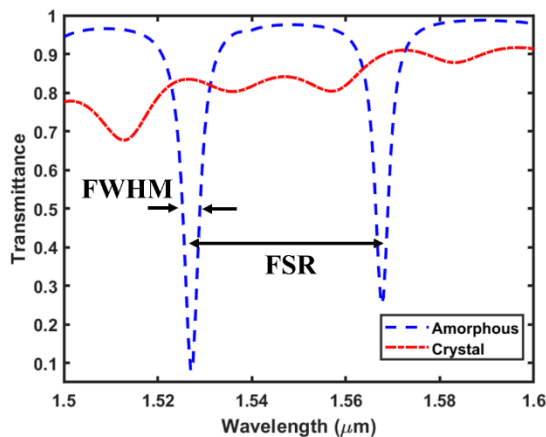
همان‌طور که مشاهده می‌شود ساختار شکل ۱، شامل ۴ لایه مختلف است که هر کدام خواص نوری متفاوتی از خود نشان خواهند داد. باتوجه به این که بیشترین ضرایب شکست مربوط به لایه‌های ماده تغییر فاز دهنده GST و هسته می‌باشد. بنابراین نور در این لایه‌ها محصور خواهد شد. ضمناً با توجه به اینکه قسمت موهومی ضریب شکست لایه GST در فازهای آمورف و بلوری به ترتیب کمترین و بیشترین مقدار را دارد. بنابراین، جذب نور در فاز بلوری بسیار چشمگیر خواهد بود. در شکل ۲، فرایند تغییر فاز ماده GST نمایش داده شده است.



شکل ۲: نمایش فرایند تغییر فاز ماده GST به صورت الکتریکی [۵]

مطابق شکل ۲، برای این که بتوان انتشار نور را کنترل نمود، باید بین فازهای آمورف و بلوری مکعبی ماده GST سویچ نمود. که این تغییر فاز توسط روش‌های الکتریکی یا پرتو

پلاسمونیک (پیشنهادی) و دو موجبر مستقیم غیرفعال به صورت هندسه تیپری می باشند. هنگامی که نور در موجبر مستقیم غیرفعال انتشار یابد، با توجه به فاز کاری ماده GST و طول موج مناسب تشدید، جریان نور به داخل مشددحلقوی یا در موجبر مستقیم هدایت خواهد شد و در نتیجه کنترل نور در خروجی موجبر مستقیم قابل کنترل خواهد بود. بدین منظور، برای بررسی عملکرد مشددحلقوی طراحی شده، پارامتر انتقال (Transmission) که نسبت توان خروجی به توان ورودی است، در طول موج های ۱/۵ تا ۱/۶ میکرومتر در شکل ۴، محاسبه شده است که در ادامه به بررسی آن می پردازیم.



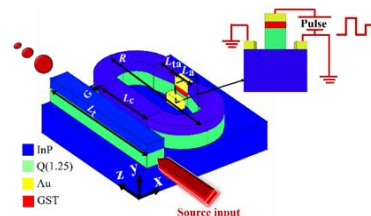
شکل ۴: منحنی های پارامتر انتقال در فازهای آمورف و بلوری ماده GST برحسب طول موج با "d" _InGaAsP .d" _"GST" " = 30 nm" و "W = 150 nm" و "d_Au = 100 nm".

مطابق شکل ۴، طول موج انتخابی برای عملکرد مناسب مشددحلقوی شکل ۳، باید به گونه ای انتخاب گردد، که زمانی که ماده GST در فاز آمورف قرار گیرد، نوری به طور کامل وارد مشددحلقوی شود و نور را به دام اندازد و انتقال نور به خروجی موجبر جلوگیری نماید. همچنین، زمانی فاز ماده GST به حالت بلوری تبدیل گردد، در این حالت باید نور بسیار کمی وارد مشددحلقوی شده و انتقال نور از ورودی موجبر به خروجی با اتلاف مناسب صورت گیرد. بنابراین، در شکل ۴، طول موج مناسب برای فازهای آمورف و بلوری ماده GST باید به نحوی انتخاب شود که پارامتر انتقال به ترتیب

نوری متمرکز، امکان پذیر خواهد بود. با توجه به این که ساختار سویچ نوری پیشنهادی به صورت پلاسمونیک طراحی شده است. بنابراین، شرایط به نحوی فراهم شده، که از طریق روش الکتریکی تغییر فاز ماده GST صورت گیرد. برای تغییر فاز ماده GST از حالت آمورف به بلوری مکعبی، باید دمای آن از آستانه بلوری شدن عبور نماید و مدت زمان لازم در دمای ثابت قرار گیرد تا پیوندهای آن زمان کافی برای مرتب شدن داشته باشند و سپس باید سرد شوند. بدین منظور باید یک پالس با دامنه و زمان مناسب به قسمت های الکتریکی ساختار سویچ نوری اعمال گردد. همچنین، برای برگشتن به فاز آمورف، باید یک پالس قوی تر با زمان کمتر اعمال شود تا به سرعت دمای لایه GST از نقطه ذوب خود عبور نماید و سریع سرد گردد، تا پیوندهای آن فرصت مرتب شدن را پیدا ننماید [۵، ۶].

طراحی مشددحلقوی مبتنی بر سویچ نوری پلاسمونیک پیشنهادی

مشددحلقوی یکی از مهم ترین اجزاء در سیستم های اپتیکی و فوتونیک هستند که به طور کلی شامل یک حلقه موجبر است که می تواند نور را در داخل خود در طول موج های خاص به دام بیندازد و به صورت مکرر به دور خود بچرخاند [۷]. در شکل ۳، نمای سه بعدی مشددحلقوی طراحی شده با استفاده از سویچ نوری پلاسمونیک مبتنی بر ماده نشان داده شده است. InP بر بستر GST تغییردهنده فاز



شکل ۳: مشددحلقوی طراحی شده مبتنی بر سویچ نوری پلاسمونیک.

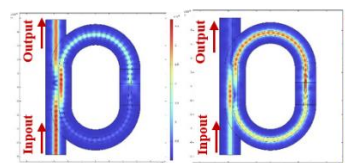
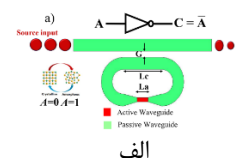
در شکل ۳، مشاهده می گردد که مشددحلقوی طراحی شده شامل دو موجبر مستقیم غیرفعال که به یکدیگر نزدیک شده اند، یک موجبر فعال مبتنی بر ماده GST (سویچ نوری

سرعت و کارایی نسبت به گیت‌های سنتی مزایای بیشتری دارند، بلکه می‌توانند مصرف انرژی را نیز به‌طور قابل توجهی کاهش دهند. این ویژگی‌ها باعث شده است که گیت‌های نوری به‌عنوان یک راه‌حل امیدوارکننده برای چالش‌های مربوط به پردازش داده‌ها در سیستم‌های محاسباتی پیشرفته مورد توجه قرار گیرند.

مراجع

- [1] M. Alam, J. N. Caspers, J. S. Aitchison, and M. Mojahedi, "Compact low loss and broadband hybrid plasmonic directional coupler," *Optics Express*, vol. 21, no. 13, pp. 16029-16034, 2013.
- [2] H. Liang, R. Soref, J. Mu, A. Majumdar, X. Li, and W.-P. Huang, "Simulations of Silicon-on-Insulator Channel-Waveguide Electrooptical 2×2 Switches and 1×1 Modulators Using a GST Holding Layer," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 33, no. 9, pp. 1805-1813, 2015.
- [3] Z. Yu, J. Zheng, P. Xu, W. Zhang, and Y. Wu, "Ultracompact electro-optical modulator-based $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ on silicon," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 30, no. 3, pp. 250-253, 2017.
- [4] X. Wang et al., "Advances in photonic devices based on optical phase-change materials," *Molecules*, vol. 26, no. 9, p. 2813, 2021.
- [5] M. Abbaspour, M. Nikoufard, and A. M. Mohammad, "Electro-Thermo-Optical Simulations of Phase-Change GST-SiC Plasmonic Optical Modulator for Telecom Applications," *Advanced Theory and Simulations*, p. 2400546.
- [6] A. Malek Mohammad, M. Nikoufard, and S. Abdolghaderi, "Multiphysics simulations of a cylindrical waveguide optical switch using phase change materials on silicon," *Scientific Reports*, vol. 14, no. 1, p. 10730, 2024.
- [7] A. Nitkowski, A. Baeumner, and M. Lipson, "On-chip spectrophotometry for bioanalysis using microring resonators," *Biomedical optics express*, vol. 2, no. 2, pp. 271-277, 2011.

کمترین و بیشترین مقدار را داشته باشد، که در طول‌موج $1.527 \mu\text{m}$ میکرومتر این شرایط برقرار است. در ادامه در شکل ۵، به بررسی میدان‌های الکتریکی در هریک از فازهای آمورف و بلوری ماده GST در طول‌موج انتخابی می‌پردازیم.



شکل ۵: الف)، شماتیک مشددحلقوی طراحی‌شده به عنوان گیت نوری NOT با $G = 70 \text{ nm}$ ، $L_a = 260 \text{ nm}$ ، $L_c = 2600 \text{ nm}$ و $\text{Radius} = 10000 \text{ nm}$. ب و ج، توزیع میدان الکتریکی به ترتیب در فازهای آمورف و بلوری ماده GST در طول‌موج $1.527 \mu\text{m}$ میکرومتر.

با توجه به منحنی‌های شکل ۴ و انتخاب طول‌موج $1.527 \mu\text{m}$ میکرومتر، عملکرد مشددحلقوی مطابق شکل‌های ۵ ب و ج، مانند گیت نوری NOT می‌باشد. در شکل ۵ ب، با توجه به اینکه فاز کاری ماده GST آمورف بوده است. بنابراین، نور در طول‌موج به‌دست آمده در داخل مشددحلقوی به دام افتاده و تقریباً ۲۰ درصد توان الکتریکی ورودی به خروجی رسیده است. همچنین، در شکل ۵ ج، به خاطر بلوری بودن ماده فعال، از ورود توان الکتریکی به داخل مشددحلقوی جلوگیری شده و تقریباً ۸۰ درصد توان الکتریکی به خروجی انتقال یافته است که نشان‌دهنده گیت نوری NOT است.

نتیجه‌گیری

با توجه به اینکه گیت‌های نوری به‌عنوان عناصر اساسی در پردازش اطلاعات، نقش محوری در عملکرد و کارایی سیستم‌های الکترونیکی را ایفا می‌کنند. بنابراین، در این پژوهش، به طراحی سوییچ‌های نوری مبتنی بر ماده GST و استفاده آن در طراحی گیت‌های نوری که نقش حیاتی در طراحی و توسعه مدارهای دیجیتال را دارند، پرداخته شد. مطالعات اخیر نشان داده‌اند که گیت‌های نوری نه تنها از نظر

شکل دهی باریکه لیزری از طریق خود مدولاسیون فازی

بهناز سلمان، علی اصغر عجمی

دانشکده فیزیک، دانشگاه سمنان، سمنان، ایران

ajami@semnan.ac.ir, benbensoli1376@gmail.com

چکیده- این مقاله به بررسی شکل دهی باریکه لیزر از طریق خود مدولاسیون فازی در محیط های کر می پردازد. در پدیده خود مدولاسیون فازی، انتشار یک باریکه لیزری پر شدت درون یک ماده غیرخطی باعث تغییر ضریب شکست شده که پیامد آن تغییرات فاز در باریکه لیزری در حال انتشار می باشد. در این پژوهش، الگوهای پراش برای یک باریکه گاوسی عبوری از یک محیط کر با استفاده از انتگرال پراش فرنل محاسبه می شود. ماده با ضریب شکست غیرخطی منفی در مکانهای مختلف بعد از کمر باریکه قرار می گیرد و توان لیزر برای تغییر فاز غیرخطی بیشینه به اندازه π تنظیم می گردد. در این شرایط یک توزیع شدت حلقوی در میدان دور مشاهده می شود. در فاصله خاص ۱٫۵ برابر طول رایلی از کمر باریکه شدت مرکز طرح پراش حدود ۱۲٪ شدت بیشینه حلقه اطراف مرکز را نشان می دهد که تاریکترین مرکز طرح پراش به ازاء تغییر فاز غیرخطی π می باشد. علاوه بر این، تغییر فاز غیرخطی به اندازه مضرب فردی π منجر به ایجاد طرح پراشی متشکل از حلقه های روشن اطراف یک مرکز تاریک می شود. نتایج این بررسی اهمیت ضریب شکست غیرخطی و انحنا ی جبهه موج در شکل گیری الگوهای پراش منحصر به فرد را مورد تأکید قرار می دهد و کارایی پدیده خود مدولاسیون فازی برای شکل دهی باریکه و کنترل شدت در سیستم های نوری را نشان می دهد.

کلید واژه- خود مدولاسیون فازی، شکل دهی باریکه لیزری، ضریب شکست غیرخطی، محیط کر، انتگرال پراش فرنل.

Laser beam shaping via self-phase modulation

Behnaz Salman, Aliasghar Ajami

Faculty of Physics, Semnan University, Semnan, Iran.

ajami@semnan.ac.ir, benbensoli1376@gmail.com

Abstract- This article examines beam shaping through self-phase modulation (SFM) in Kerr media. In SFM, the propagation of a high-intensity laser beam through a nonlinear medium causes a change in the refractive index, resulting in phase changes in the propagating laser beam. In this study, diffraction patterns for a Gaussian beam passing through a Kerr medium are calculated using the Fresnel diffraction integral. The medium with a negative nonlinear refractive index is positioned at various locations after the beam waist, and the laser power is adjusted to achieve a maximum nonlinear phase change of π . Under these conditions, a ring distribution is observed in the far field. At a specific distance of 1.5 times the Rayleigh length from the beam waist, the intensity at the center of the diffraction pattern is about 12% of the maximum intensity of the surrounding ring, which represents the darkest center for a nonlinear phase change of π . Additionally, a nonlinear phase change corresponding to an odd multiple of π leads to the formation of a diffraction pattern consisting of bright rings surrounding a dark center. The results of this study emphasize the importance of the nonlinear refractive index and wavefront curvature in the formation of unique diffraction patterns and demonstrate the effectiveness of the self-phase modulation phenomenon for beam shaping and intensity control in optical systems.

Keywords: Self-phase modulation, Beam shaping, Nonlinear refractive index, Kerr medium, Fresnel diffraction integral

Introduction

Beam Shaping involves altering the intensity distribution of a laser beam to achieve a desired profile. This can be accomplished through various optical elements such as lenses, mirrors, and diffractive optics. Beam shaping can be achieved via altering the wavefront by controlling the phase of light across the beam via self-phase modulation (SPM) which is induced by the beam itself. SPM as a nonlinear optical effect occurs when an intense laser beam passes through a medium, causing changes in the phase of light due to the intensity-dependent refractive index of the medium. For Kerr medium the change in refractive index is proportional to the square of the electric field strength, making it more pronounced at higher laser intensities. Therefore, SPM phenomenon can be used to create complex wavefront patterns leading to real-time beam shaping for purposes of intensity adjustments, compensating for aberrations, optical limiting, and optimizing performance [1, 2]. Furthermore, the nonlinear refractive index of a medium can be determined by studying diffraction patterns in the far-field taking benefit of SFM [3].

SFM occurs due to changes in the refractive index of the medium through which an intense laser beam propagates. Generally, the refractive index depends on the light intensity, allowing it to be expressed as a power series of intensity.

$$n(I) = n_0 + n_2 I + n_4 I^2 + \dots \quad (1)$$

where n_0 is the linear refractive index, n_2 is the third-order nonlinear refractive index and n_4 is the fifth-order nonlinear refractive index. When an intense focused Gaussian laser beam propagates through a thin nonlinear medium, the wavefront alters due to the radially nonuniform change in refractive index inducing self-focusing or self-defocusing effect, depending on whether the nonlinear refractive index is positive or negative. The electric field exiting the nonlinear sample is given by

$$E_e(x', y', z') = E_{in}(x', y', z') \exp[i\Delta\Phi(x', y', z')] \quad (2)$$

where E_{in} is the electric field incident on the sample, $\Delta\Phi = kL\Delta n$ with k the wave number, L the sample

thickness and Δn is the refractive index change (e.g. for a Kerr medium $\Delta n = n_2 I$).

The electric field distribution of a light beam transmitted through a nonlinear medium can be determined using the Fresnel diffraction integral.

$$E(x, y, z) = \frac{1}{i\lambda d} e^{ikd} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} E_e(x', y', z') \times e^{i\frac{k}{2d}((x-x')^2 + (y-y')^2)} dx' dy' \quad (3)$$

where $d = z - z'$ is the distance between the nonlinear sample and the observation plane.

The intensity distribution on the observation plane can thus be calculated using Eq. (4) when a Gaussian beam passes through a nonlinear medium.

$$I(x, y, z) = I_0 \left| \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{i\Delta\Phi_{tot}} e^{-\frac{(x^2+y^2)}{w(z)^2}} e^{i\frac{k}{2d}((x-x')^2 + (y-y')^2)} dx' dy' \right|^2 \quad (4)$$

where $I_0 = \frac{n_0 c \epsilon_0 E_0^2 w_0^2}{2\lambda^2 d^2 w^2}$ is the on-axis intensity at sample position, w_0 is the beam waist radius and w is the beam radius on the sample entrance.

In Eq. (4) $\Delta\Phi_{tot} = k(x^2 + y^2)/2R(z) + kL\Delta n$, where $R(z)$ is the radius of wavefront curvature, represents the total phase consisting of two contributions: the first part depends on wavefront curvature, and the second part is influenced by changes in the refractive index. The total phase of the wavefront depends on the signs of both contributions which can be positive or negative.

The diffraction pattern of a Gaussian beam transmitted through a nonlinear medium is generally a set of rings which have been observed and reported by many researchers [4].

2. Results and discussion

The diffraction pattern of a Gaussian beam transmitted through a Kerr medium with a nonlinear refractive index

of $n_2 = -5 \times 10^{-8} \text{ W}^{-1} \cdot \text{cm}^2$ was calculated on an observation screen located 500 mm away from the beam waist using Eq. (4). The laser wavelength and the beam waist radius were set to 532 nm 50 μm respectively. The on-axis phase change at each sample position given by $\Delta\Phi(z) = kLn_2I(z)$ in which $I(z) = 2P/\pi w(z)^2$ and $w(z)$ denotes the beam radius can be controlled by adjusting the laser power P . Figure 1 illustrates a comparison between diffraction patterns causing by $\Delta\Phi(z) = -\pi \text{ rad}$ when the nonlinear medium is positioned at various positive z -positions. The pattern consists of a bright thick ring around a central dark spot but the central brightness defined by $I_{\text{cen}} \times 100/I_{\text{max}}$ varies based on sample position due to changes in curvature radius of the wavefront.

The central brightness of each pattern was determined and plotted versus sample position as shown in Fig. 2. Numerical calculations indicate that when the sample is positioned at $z = 1.5z_R$ (z_R is the Rayleigh length), the centre of the pattern exhibits minimum brightness, resulting in a donut-shaped beam profile. In Fig. 3(a) the diffraction pattern of the Gaussian beam is compared with the main beam profile for the case of $\Delta\Phi(z = 1.5z_R) = \pi \text{ rad}$. For better visualization, the pattern was plotted 3D as shown in Fig. 3(b). In this configuration the central intensity is approximately 12% of the peak intensity observed in the bright surrounding ring.

The characteristic of self diffraction rings depends on the interplay between wavefront curvature and nonlinear refractive index changes resulting in two distinct scenarios. When the wavefront curvature and nonlinear refractive index change share the same sign, their effects are constructive, leading to an increase in the total phase of the propagating beam. This constructive scenario is seen when a converging beam traveling through a negative nonlinear refractive index medium or a diverging beam passing through a positive nonlinear refractive index medium. In this case, the self-diffraction pattern observed on the screen appears with a bright centre surrounded by thin bright rings, and the overall intensity distribution zone becomes significantly more compact [5].

On the other hand, when the signs are opposite, their influences cancel each other out. This occurs when a converging beam propagating through a positive nonlinear refractive index medium or a diverging beam passing through a negative nonlinear refractive index medium. In this case, the self-diffraction pattern on the observation screen appears with a dark centre surrounded by thick bright rings [6, 7].

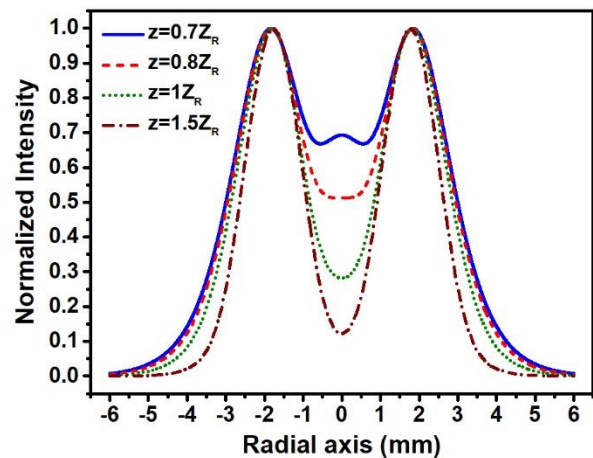


Fig. 1. patterns for different sample positions.

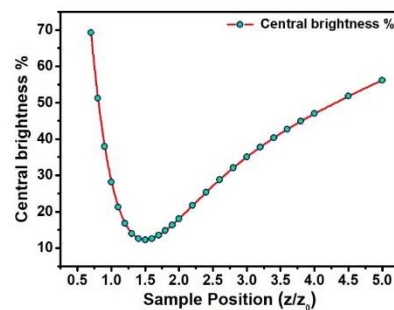


Fig. 2. Central brightness of the patterns.

Adjusting the on-axis phase change by varying laser power causes deformation in the diffraction pattern, revealing additional bright rings with either a dark or bright centre. In Fig. 4, the patterns corresponding to on-axis phase shifts of 3π and 5π are compared with the main beam profile. As can be seen, the pattern consists of two rings for phase shift of 3π and three rings for 5π . These results support a correlation between phase shift and number of ring N , represented by the relationship

$$N = (\Delta\Phi + \pi)/2\pi$$

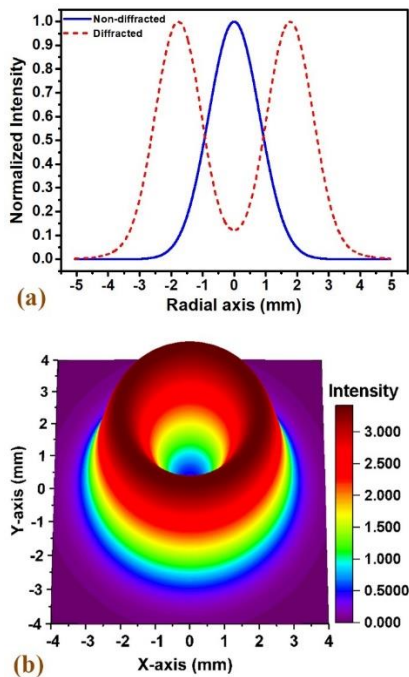


Fig. 3. Comparison between the main beam profile and the diffraction pattern (a) and the 3D donut shape profile of diffracted beam (b).

3. Conclusion

The diffraction pattern of a Gaussian beam through a Kerr medium was analysed using the Fresnel diffraction integral. Scanning the sample after the beam waist, while adjusting laser power for a consistent phase shift $\Delta\Phi(z) = \pi$ rad, revealed a donut-shaped known as vortex beam profile at certain positions of $z = 1.5Z_R$. This pattern, with central brightness reduced to about 12%, is valuable in applications like laser material processing, where structured beam profiles enhance precision and effectiveness. Additionally, an induced on-axis phase shift of $\Delta\Phi(1.5Z_R) = -(2N - 1)\pi$ produces a series of N bright rings around a dark centre.

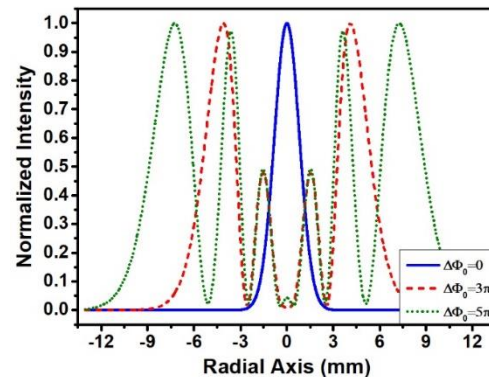


Fig. 4. Comparison diffraction patterns for different on-axis phase change.

References

- [1] Y. V. G. S. Murti and C. Vijayan, "Self-focusing, Phase Modulation, and Pulse Shaping," in *Physics of Nonlinear Optics*, Y. V. G. S. Murti and C. Vijayan, Eds. Cham: Springer International Publishing, 2021, pp. 111-128.
- [2] M. H. M. Ara, S. Salmani, S. H. Mousavi, and E. Koushki, "Investigation of nonlinear optical responses and observing diffraction rings in acid dye (Patent Green)," *Current Applied Physics*, vol. 10, no. 4, pp. 997-1001, 2010.
- [3] O. Boughdad, A. Eloy, F. Mortessagne, M. Bellec, and C. Michel, "Anisotropic nonlinear refractive index measurement of a photorefractive crystal via spatial self-phase modulation," *Optics Express*, vol. 27, no. 21, pp. 30360-30370, 2019/10/14 2019.
- [4] A. B. Villafranca and K. Saravanamuttu, "Diffraction rings due to spatial self-phase modulation in a photopolymerizable medium," *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, vol. 11, no. 12, p. 125202, 2009/09/21 2009.
- [5] N. Angie Solano, T. Yezid, M.-C. Jesús, R. Henry, and J. Vladimir, "Fraunhofer diffraction pattern due to spatial self-phase modulation of a Gaussian beam by a photorefractive crystal," ed, 2023.
- [6] R. G. Harrison, L. Dambly, D. Yu, and W. Lu, "A new self-diffraction pattern formation in defocusing liquid media," *Optics communications*, vol. 139, no. 1-3, pp. 69-72, 1997.
- [7] D. Yu, W. Lu, R. G. Harrison, and N. N. Rosanov, "Analysis of dark spot formation in absorbing liquid media," *Journal of Modern Optics*, vol. 45, no. 12, pp. 2597-2606, 1998.

بهینه سازی تبدیلات فرکانسی بر پایه ترکیب چهار موج در نانوساختارهای هیبریدی فلز-دی الکتریک

فاطمه پیمانی، نعمت اله جعفری، علی بهاری

گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه لرستان، خرم آباد، ایران

f.peymani1992@gmail.com, jafary_68@yahoo.com, alibahari2@yahoo.com

چکیده - در مقیاس های زیرطول موج تابشی مانند نانومتر، شرط تولید بهینه پدیده های اپتیکی غیرخطی، وجود تشدید در طول موج های فرودی و خروجی است. در این مطالعه، محاسبات عددی نشان می دهند که حضور نیم استوانه های فلزی در یک نانوساختار هیبریدی فلز-دی الکتریک، به دلیل تشدیدهای پلاسمون سطحی (SPRs) که در غیاب مواد پلاسمونی وجود ندارند، پاسخ های طیفی چندتشدید در طول موج های خاص ایجاد می کند. با محاسبه بازده حالت های مختلف تبهگن و غیر تبهگن پدیده ترکیب چهار موج (FWM) در پیک های تشدید، مشاهده شده است که بازده برخی حالت ها نسبت به سایر حالت ها افزایش چشمگیری داشته است. این نتایج نشان می دهند که نانوساختارهای هیبریدی می توانند بازده فرآیندهای اپتیکی غیرخطی را با استفاده از خواص SPR بهینه و تقویت کنند.

کلید واژه- اپتیک غیرخطی، ترکیب چهار موج، تشدیدهای پلاسمون سطحی، روش عناصر محدود، نانوساختارهای هیبریدی

Optimization of frequency conversions based on four-wave mixing in hybrid metal-dielectric nanostructures

Fatemeh Peymani, Neamat A. Jafari, Ali Bahari

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

f.peymani1992@gmail.com, jafary_68@yahoo.com, alibahari2@yahoo.com

Abstract- At subwavelength scales of radiation, such as the nanometer, the optimal generation condition of nonlinear optical phenomena is the presence of resonance at both the input and output wavelengths. In this study, numerical calculations show that the presence of metal hemi-cylinders in a metal-dielectric hybrid nanostructure creates multi-resonant spectral responses at specific wavelengths due to surface plasmon resonances (SPRs), which do not exist in the absence of plasmonic materials. By calculating the efficiency of different degenerate and non-degenerate states of the four-wave mixing (FWM) phenomenon at resonant peaks, it was observed that the efficiency of some states has increased significantly compared to others. These results indicate that hybrid nanostructures can optimize and enhance the efficiency of nonlinear optical processes by utilizing SPR properties.

Keywords: Nonlinear optics, four-wave mixing, surface plasmon resonances, finite element method, hybrid nanostructure

مقدمه

فرآیندهای تبدیل فرکانس اپتیکی غیرخطی شامل برهمکنش دو یا چند فوتون در یک محیط غیرخطی جهت تولید یک فوتون با فرکانس چند برابر و دستیابی به منابع نوری در طول موج‌هایی هستند که به‌طور طبیعی تولید نور همدوس در آنها امکان‌پذیر نمی‌باشد. ازجمله پدیده‌های برجسته در این زمینه، پدیده ترکیب چهار موج (FWM) است که از برهمکنش چهار موج با طول‌موج‌های مختلف در یک محیط غیرخطی ناشی می‌شود. این پدیده توانایی تبدیل و تولید فرکانس‌های غیرخطی در طیف وسیعی از فرکانس‌ها، از نور مرئی تا مادون‌قرمز (IR) را دارد. با این حال، به دلیل ماهیت بسیار ضعیف مواد غیرخطی و بازده پایین پدیده FWM، ایجاد آن مستلزم شدت ورودی بسیار بالایی است [۱]. به همین منظور، در اپتیک مدرن جهت تقویت فرآیندهای اپتیکی غیرخطی، نانوساختارهای هیبریدی فلز-دی‌الکتریک به‌عنوان گزینه‌ای کارآمد مطرح شده‌اند. این نانوساختارها، با به‌کارگیری تشدیدهای پلاسمونی سطحی جایگزیده (LSPRs) در نانوذرات و تشدیدهای پلاریتون پلاسمون‌های سطحی (SPPRs) در ساختارهای پیوسته، قادرند میدان‌های الکترومغناطیسی را در حجم‌های کوچک‌تر از طول‌موج (زیرطول‌موج) به شدت تقویت کنند. این قابلیت می‌تواند منجر به افزایش چشمگیر بازده برهمکنش‌های مختلف نور-ماده شود [۲]. در این کار، به پدیده FWM در یک نانوساختار هیبریدی فلز-دی‌الکتریک پریودیک با استفاده از روش المان محدود (FEM) پرداخته شده است. ابتدا، پاسخ طیفی خطی نانوساختار در حضور و عدم حضور نیم‌استوانه‌های فلزی تحلیل و بررسی شده است. سپس با تعیین طول‌موج‌های تشدید، بازده پدیده FWM در این طول‌موج‌ها محاسبه شده است. در نهایت، جهت دستیابی به حالت بهینه ترکیب امواج، بازده پدیده FWM برای حالات مختلف تبه‌گن نیز بررسی شده است.

محاسبات و نتایج

همان‌طور که در شکل ۱ نشان داده شده است، نانوساختار

هیبریدی فلز-دی‌الکتریک مورد بررسی شامل زیرلایه‌ای از طلا (Au)، یک لایه نازک دی‌الکتریک HfO_2 و دو نیم‌استوانه فلزی جفت شده Au است که نیم‌استوانه‌ها به‌صورت دوره‌ای روی لایه دی‌الکتریک قرار گرفته‌اند. در پدیده FWM، هنگامی که فرکانس هر سه فوتون فرودی متفاوت باشد، یک فرآیند غیرتب‌ه‌گن رخ می‌دهد که منجر به تولید پنج فرکانس مختلف می‌شود. در این مطالعه، حالت ترکیب تفاضل چهار موج (four-wave difference mixing)، یعنی $\omega_4 = \omega_1 - \omega_2 + \omega_3$ بررسی شده است. با توجه به اینکه فرآیندهای اپتیکی غیرخطی مرتبه سوم می‌توانند در هر دو نوع مواد متقارن مرکزی و غیرمتقارن مرکزی رخ دهند، طبق کار قبلی [۳]، هر دو ماده HfO_2 و Au دارای مؤلفه‌های قطبش غیرخطی مرتبه سوم هستند. بنابراین، قطبش غیرخطی مرتبه سوم مرتبط با پدیده FWM را می‌توان به شکل زیر نوشت:

$$P_{FWM}^{(3)}(\omega_4) = \varepsilon_0 \chi_{HfO_2}^{(3)} E(\omega_1) E(\omega_2)^* E(\omega_3) + \varepsilon_0 \chi_{Au}^{(3)} E(\omega_1) E(\omega_2)^* E(\omega_3) \quad (1)$$

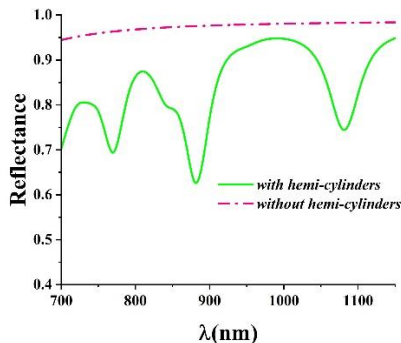
که $E(\omega_i)$ نشان‌دهنده شدت میدان الکتریکی هر یک از موج‌های فرودی است و این معادله به‌عنوان منبع تولید پدیده FWM در نظر گرفته می‌شود.

از طرفی دیگر، بازده تبدیل پدیده FWM به‌صورت نسبت توان موج خروجی به توان موج اولیه تعریف می‌شود [۴]:

$$\eta_{FWM} = \frac{P_{FWM}}{P_{FF}} \quad (2)$$

بازده FWM به پارامترهای هندسی نانوساختار مانند شعاع و طول نیم‌استوانه‌ها و همچنین شدت میدان‌های الکتریکی فرودی بستگی دارد. با تنظیم دقیق این پارامترها، می‌توان بازده این پدیده را بهینه‌سازی و تقویت کرده و به بازده تبدیل مؤثر دست یافت.

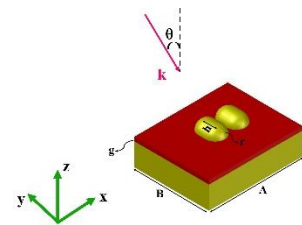
شماتیکی از نانوساختار مورد بررسی در شکل ۱ نشان داده شده است. در این محاسبات، پذیرفتاری‌های اپتیکی غیرخطی مرتبه سوم مواد HfO_2 و Au از [۵ و ۶] استخراج شده‌اند. میدان تابشی نیز به‌صورت یک موج تخت با قطبش TM است که در جهت Z- منتشر می‌شود.



شکل ۲: پاسخ طیفی خطی نانوساختار هیبریدی فلز-دی الکتریک برحسب طول موج در حضور و عدم حضور نیم استوانه های فلزی جفت شده

به طور مشابه، با تغییر طول موج های تابشی دوم و سوم نیز رفتاری مشابه دو حالت قبل خواهیم داشت. علاوه بر تشدیدهای موجود در پاسخ های خطی تابش های فرودی، می توان با استفاده از ترکیب فرکانس های مختلف، طول موج خروجی را به گونه ای تنظیم کرد که در پیک های تشدید یا نواحی اطراف آنها قرار گیرد و باعث افزایش چشمگیر بازده شود. در نتیجه، با توجه به این ترکیب ها میدان در طول موج خروجی در نواحی تشدید قرار می گیرد و در این حالت بازده به بیشترین مقدار خود می رسد. این نتایج اهمیت تنظیم دقیق طول موج های تابشی را در بهینه سازی بازده فرآیندهای اپتیکی غیرخطی نشان می دهند، به طوری که با انتخاب طول موج تابشی مناسب و تنظیم پارامترهای هندسی می توان به بازده معقول و بالایی دست یافت.

شکل ۴ حالات مختلف پدیده FWM و تأثیر آنها بر بازده را نشان می دهد. همان طور که مشاهده می شود، در این نانوساختار هیبریدی فلز-دی الکتریک برای پدیده FWM، دو حالت تبهگن وجود دارد و در حالت هایی که تبهگنی برای موج تابشی سوم رخ می دهد، بازده به طور چشمگیری افزایش یافته است. در حالت هایی که فرکانس پدیده FWM برابر با فرکانس های تابشی (مانند $\omega_4 = \omega_1, \omega_2, \omega_3$) می شود، نیازی به محاسبه بازده نیست؛ زیرا بازده این حالت ها نسبت به حالت های خطی بسیار کمتر بوده و این فرکانس ها به طور خود به خود وجود دارند.



شکل ۱: شماتیک یک سلول واحد از نانوساختار هیبریدی فلز-دی الکتریک.

پارامترهای هندسی عبارتند از: $A = 250\text{nm}$, $B = 200\text{nm}$, $t = 60\text{nm}$, $g = 11\text{nm}$, $h = 70\text{nm}$, $r = 25\text{nm}$

در شکل ۲، به منظور بررسی پاسخ اپتیکی خطی، رفتار پیک های تشدید نانوساختار هیبریدی فلز-دی الکتریک به صورت تابعی از طول موج در حضور و عدم حضور نیم استوانه های جفت شده محاسبه شده است. در غیاب نیم استوانه های پلاسمونی (فلزی) به دلیل عدم وجود SPRs، هیچ تشدید مشاهده نمی شود. اما با حضور نیم استوانه های فلزی، تشدیدهایی در سه طول موج مشخص ظاهر می شوند. این نقاط تشدید به علت افزایش و محبوس شدگی شدید میدان های الکترومغناطیسی در مرز بین نیم استوانه ها و دی الکتریک که ناشی از حضور SPRs است، شکل می گیرند. بنابراین، با استفاده از مواد پلاسمونی و تنظیم دقیق پارامترهای هندسی می توان یک تشدید بهینه در SPRs ایجاد کرد که منجر به افزایش قابل توجه بازده و بهبود عملکرد پدیده های اپتیکی خطی و غیرخطی در کاربردهای عملی می شود.

در شکل ۳ تأثیر تغییرات طول موج بر بازده پدیده FWM در زوایای تابشی ثابت محاسبه شده است. در این محاسبات، از آنجایی که پذیرفتاری غیرخطی مرتبه سوم HfO_2 سه مرتبه کمتر از Au است، سهم آن در مقایسه با Au بسیار ناچیز است و در نتیجه، نقش غالب را در این فرآیند ایفا می کند. با تغییر طول موج تابشی اول (λ_1) مشاهده می شود که λ_1 یک بار با λ_2 و بار دیگر با λ_3 برابر می شود. زمانی که λ_1 با λ_2 و λ_3 برابر می شود، پیک تشدید در λ_1 با پیک های تشدید در λ_2 و λ_3 تقریباً همپوشانی دارد.

شکل ۴: مقایسه حالات مختلف FWM تبهنگ

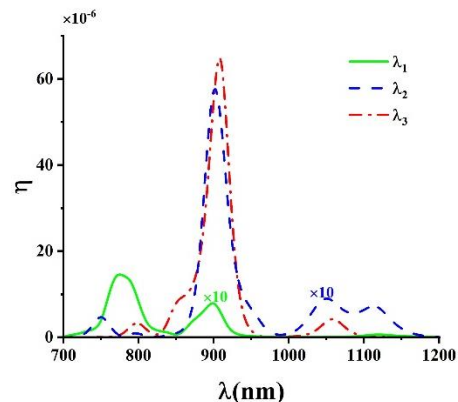
این نانوساختارها با استفاده از خواص منحصربه‌فرد SPRs، توانایی افزایش بازده فرآیندهای اپتیکی غیرخطی و بهبود عملکرد دستگاه‌های اپتیکی را دارند که به‌عنوان گامی مهم در مسیر توسعه حوزه نانوفوتونیک به‌شمار می‌روند.

نتیجه‌گیری

نتایج به‌دست‌آمده نشان می‌دهند که وجود نانوذر پلاسما در نانوساختارهای هیبریدی باعث بهبود پاسخ‌های اپتیکی خطی و غیرخطی می‌شود. علاوه بر این ایجاد یک پاسخ چندتشدیدی شرط تولید بهینه پدیده‌های اپتیکی غیرخطی مانند FWM را مهیا می‌کند. از طرفی انتخاب مناسب طول‌موج‌های تابشی جهت همپوشانی بهتر در نقاط تشدید باعث افزایش بازده این پدیده خواهد شد.

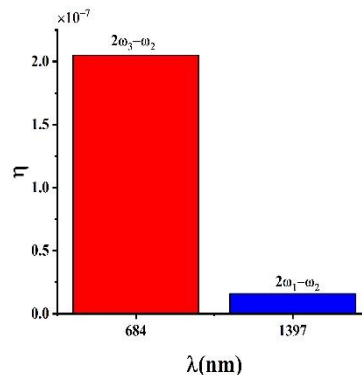
مرجع‌ها

- [1] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics*, Cambridge Academic Press, 2020.
 - [2] A. Barreda, F. Vitale, A. Minovich, C. Ronning and I. Staude, "Applications of Hybrid Metal-Dielectric Nanostructures: State of the Art", *Adv. Photon. Res.*, Vol. 3, No. 4, pp. 2100286, 2022.
 - [3] F. Peymani and A. Bahari, "Numerical investigation of high-order harmonic generation by gold nanorod arrays in hybrid nanostructures: effect of number of gold nanorod", *Phys. Scr.*, Vol. 99, No. 7, pp. 075519, 2024.
 - [4] T. Akylbek, T. Akhmet and T. Liliya, "Experimental study of four-wave mixing based on a quantum dot semiconductor optical amplifier", *Int. J. Electr. Comput. Eng.*, Vol. 13, No. 5, pp. 5179-5189, 2023.
 - [5] C. Rodriguez, S. Gunster, D. Ristau and W. Rudolph, "Frequency tripling mirror", *Opt. Express*, Vol. 23, No. 24, pp. 31594-31601, 2015.
- E. Poutrina, C. Ciraci, D. J. Gauthier and D. R. Smith, "Enhancing four-wave mixing processes by nanowire arrays coupled to a gold film", *Opt. Express*, Vol. 20, No. 10, pp. 11005-11013, 2012



شکل ۳: بازده کلی FWM برحسب تغییرات طول‌موج‌های تابشی اول، دوم و سوم در زوایای فرودی عمودی

در واقع، هدف اصلی پدیده FWM، تولید امواج جدید در فرکانس‌های متفاوت است. به‌وضوح دیده می‌شود که بیشترین بازده FWM در حالتی رخ می‌دهد که موج تابشی دوم با موج تابشی سوم یعنی $2\omega_3 - \omega_2$ همپوشانی دارند. از طرفی دیگر، کمترین بازده نیز در حالتی که موج تابشی اول با موج تابشی دوم همپوشانی داشته یعنی $2\omega_1 - \omega_2$ مشاهده می‌شود. دلیل بازده بالای پدیده FWM در حالت $2\omega_3 - \omega_2$ این است که شدت میدان الکتریکی در فرکانس تابشی سوم به مراتب بیشتر از سایر فرکانس‌های تابشی است و این افزایش شدت به‌طور قابل توجهی بازده FWM را افزایش می‌دهد. این ویژگی‌ها نشان‌دهنده توانایی بالای نانوساختارهای هیبریدی فلز-دی‌الکتریک در ایجاد پاسخ طیفی خطی چندتشدیدی جهت تقویت فرآیندهای اپتیکی غیرخطی در کاربردهای مختلف فوتونیک و اپتیکی



می‌باشند.

تشخیص اشیاء در تصویر با استفاده از شبکه عصبی عمیق

فائزه مهدی ملکی، محمدرضا جعفر فرد، بابک زارع

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

Faezeh_mahdi76@physics.iust.ac.ir, mrmrjafarfard@iust.ac.ir, bzarer@iust.ac.ir

چکیده - برای مشخصه یابی یک شیء خاص در یک تصویر، علاوه بر تشخیص وجود آن در تصویر احتیاج به مکان-یابی دقیق آن در تصویر مورد بررسی داریم. در این مقاله با بکارگیری هوش مصنوعی و استفاده از رهیافت شبکه عصبی عمیق به مطالعه و بررسی تشخیص اشیاء در تصاویر پرداخته شده است. یادگیری عمیق به کمک شبکه های عصبی، می تواند امکان طبقه بندی و مکان-یابی همزمان اشیاء را فراهم آورد. از طرف دیگر، رویکردهای مبتنی بر شبکه عصبی عمیق از شبکه عصبی کانولوشن (CNN) برای تشخیص شیء استفاده می کنند که در آن ویژگی های شیء در تصویر نیازی به تعریف و استخراج جداگانه ندارند و این کار به صورت خودکار توسط شبکه عصبی کانولوشن انجام می پذیرد.

کلید واژه - تشخیص اشیاء، یادگیری عمیق، شبکه عصبی، شبکه عصبی کانولوشن، مدل یولو

Objects detection in the image using deep neural network

Faezeh Mahdimalaki, Mohammadreza Jafarfard, Babak Zare

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

Faezeh_mahdi76@physics.iust.ac.ir, mrmrjafarfard@iust.ac.ir, bzarer@iust.ac.ir

Abstract - In order to identify a specific object in an image, in addition to detecting its presence in the image, we need to accurately locate it in the investigated image. In this article, by applying artificial intelligence and deep neural network approach, the study and investigation of object detection in images has been done. Deep learning with the help of neural networks can provide the possibility of simultaneous classification and location of objects. On the other hand, approaches based on deep neural network use Convolutional Neural Network (CNN) for object recognition, where the features of the object in the image do not need to be defined and extracted separately, and this work is done automatically by Convolutional Neural Network.

Keywords: Object Detection, Deep Learning, Neural Network, Convolutional Neural Network, YOLO Model

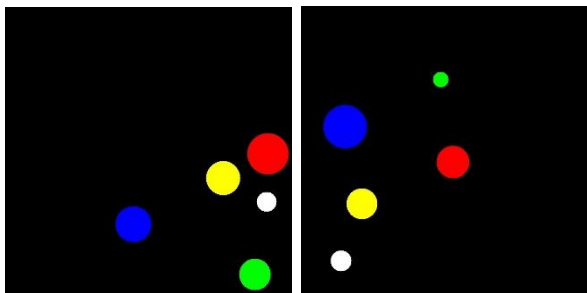
مقدمه

امروزه پردازش تصاویر بیشتر به واکاوی یک تصویر دیجیتالی، به منظور دستیابی به یک تصویر بهبود یافته و یا برای استخراج برخی اطلاعات مفید از آن تصویر اطلاق می‌شود که وظایفی از جمله طبقه‌بندی تصویر، تشخیص شیء، تقسیم‌بندی رابه کمک دانش رایانه و هوش مصنوعی اجرا می‌کند. یک تصویر از اشیاء مورد نظر و پس‌زمینه تشکیل شده است. هر شیء با ویژگی‌های اصلی مانند شکل، اندازه، رنگ، بافت و دیگر خصوصیات تعریف می‌شود [۱]. تشخیص اشیاء ترکیبی از طبقه‌بندی با مکان‌یابی دقیق شیء، ترسیم جعبه مرزی در اطراف شیء و شناسایی کلاس آن است که درک کاملی از تصویر را فراهم می‌کند. در ابتدا نیاز است که یک مدل از آن شیء را بسازد. در مرحله بعد الگوریتم آن مدل بر اساس ویژگی‌های اصلی یا روش‌های پیچیده ریاضی شروع به جستجو در تصویر می‌کند تا شیء مورد نظر را پیدا کند [۲]. از آنجایی که شبکه عصبی کانولوشنی قدرت نمایش ویژگی بالایی دارد، در نتیجه در معماری مدل‌های تشخیص شیء بر پایه یادگیری عمیق از شبکه عصبی کانولوشنی استفاده می‌شود. در یک شبکه عصبی کانولوشنی، هر لایه کانولوشنی، تصویر ورودی را با مجموعه‌ای از فیلترهای قابل یادگیری برای تولید مجموعه‌ای از نقشه‌های ویژگی پردازش می‌کند. لایه‌های ادغام با کاهش ابعاد نقشه‌های ویژگی، تعداد پارامترها و محاسبات را کاهش داده و به مدل کمک می‌کند تا ویژگی‌های مهم را حفظ کنند. لایه تمام متصل، ترکیب و خلاصه سازی تمام ویژگی‌های استخراج شده را بر عهده دارد تا بتواند ویژگی‌های پردازش شده را به خروجی نهایی تبدیل کند [۳]. مدل‌های تشخیص شیء بر پایه شبکه کانولوشنی به دو دسته کلی الگوریتم‌های یک مرحله‌ای و الگوریتم‌های دو مرحله‌ای تقسیم می‌شود. در الگوریتم‌های دو مرحله‌ای ابتدا مکان اشیاء را محاسبه و سپس در مرحله دوم کلاس‌های مربوط به اشیاء یافته شده را طبقه بندی می‌کنند. مانند مدل‌های SPPNet, RCNN, FasterRCNN, FastRCNN, R-FCN. در الگوریتم‌های یک مرحله‌ای به طور مستقیم مکان‌های احتمالی در

شبکه را جستجو و طبقه بندی را انجام می‌دهند، مانند مدل‌های YOLO, SDD, RetinaNet, CornerNet [۴].

شبیه سازی

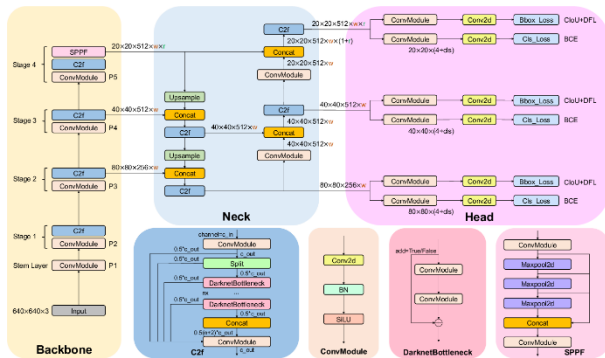
در ابتدا برای ساخت مجموعه داده ۱۰۰۰ تصویر برچسب گذاری شده با ابعاد 100×100 پیکسل شامل پنج دایره در پنج کلاس رنگی با شعاع و مراکز تصادفی در سه دسته، ۷۰٪ داده‌ی آموزشی (۷۰۰ تصویر)، ۲۰٪ داده‌ی اعتبارسنجی (۲۰۰ تصویر) و ۱۰٪ داده‌ی آزمایشی (۱۰۰ تصویر) تولید شده است. در شکل (۱) نمونه‌ای از تصاویر مجموعه داده نمایش داده شده است.



شکل ۱: دو نمونه از مجموعه داده تولید شده در پنج کلاس برچسب گذاری شده ی blue, green, red, white و yellow.

در این مقاله از نسخه هشتم مدل YOLO که نسبت به مدل‌های پیشین دارای سرعت تشخیص بالا برای مسائل بلادرنگ است، استفاده شده است. ابتدا یک شبکه کانولوشنی روی تصویر کامل اعمال می‌شود و تصویر ورودی به یک شبکه مشبک $S \times S$ تقسیم می‌شود و برای هر سلول، جعبه‌های مرزی B که احتمال حضور شیء در آنجا وجود داشته باشد و همچنین احتمال تعلق آن‌ها برای کلاس‌های مختلف C را به صورت هم‌زمان پیش‌بینی می‌کند. در صورتی که مرکز یک شیء در محدوده هر سلول این شبکه مشبک قرار بگیرد این شبکه می‌تواند شیء را تشخیص دهد. هر سلول دارای شیء شامل ۵ مقدار (w, h, y, x, PC) است. که PC نمره اطمینان جعبه، x و y مختصات مرکز جعبه نسبت به سلول شبکه و h و w ارتفاع و عرض جعبه نسبت به تصویر کامل هستند. وجود

شیء، طبقه بندی و رگرسیون جعبه مرزی در تشخیص اشیاء با اندازه‌های مختلف استفاده می‌کند [۶].



شکل ۲: معماری شبکه نسخه هشتم YOLO.

از طرفی در این مقاله از YOLOv8n که کوچک ترین مدل ارائه شده از نسخه هشتم YOLO می باشد و شامل ۱۶۸ لایه و ۳۰۰۶۶۲۳ پارامتر است استفاده شده است.

تحلیل عملکرد مدل

آموزش مدل با مجموعه داده های آموزشی و اعتبارسنجی انجام می‌شود. الگوریتم با تغییر مقیاس تصاویر، تصاویری با ابعاد ۶۴۰×۶۴۰ پیکسل را به عنوان ورودی می پذیرد. همانطور که در شکل (۳) مشاهده میکنیم YOLOv8n در طی ۲۰ دوره آموزشی توانسته خطای تشخیص جعبه مرزی، طبقه بندی شیء و خطای کانونی توزیع (DFL) جعبه را در داده‌های آموزشی و اعتبارسنجی بطور قابل ملاحظه‌ای کاهش دهد. این ارزیابی، بیانگر مقدار صحت متوسط میانگین (MAP) ۹۹/۷٪ در حد آستانه ۰/۵ تا ۰/۹۵ و صحت متوسط میانگین ۹۹/۳٪ در حد آستانه ۰/۵ است. همچنین، معیار صحت (P) و معیار فراخوانی (R) سیستم به ترتیب ۹۹/۶٪ و ۹۹/۸٪ بوده است.

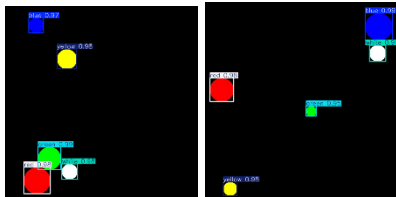
یا عدم وجود شیء در جعبه مرزی با ضریب اطمینان طبق رابطه (۱) نشان داده میشود.

$$confidence\ score = p(object) * IOU_{truth\ pred} \quad (1)$$

که در آن $p(object)$ احتمال وجود شیء با بازه ۰ تا ۱ را نشان می دهد (نشان دهنده عدم وجود شیء) و $IOU_{truth\ pred}$ اشتراک بر روی اتحاد جعبه مرزی پیش بینی شده با جعبه مرزی واقعی را نشان می دهد. خروجی این مدل یک تانسور مکعبی با ابعاد $(S \times S \times (B \times 5 + C))$ است. در نهایت، با استفاده از عملیات حذف غیر حداکثر (NMS) جعبه های اضافی را فیلتر و فقط دقیق ترین آن ها را برای هر شیء حفظ می‌شود [۵].

نسخه هشتم YOLO از مکانیزم تشخیص بدون جعبه محور استفاده می‌کند. باتوجه به شکل (۲)، معماری این مدل شامل سه قسمت یعنی ستون فقرات، گردن و سر است. قسمت ستون فقرات که وظیفه استخراج ویژگی را دارد، یک CSPDarknet53 اصلاح شده به همراه ماژول جدیدی به نام ماژول لایه‌ی جزئی چند مرحله ای با دو شبکه کانولوشن (C2f) استفاده می‌شود که ویژگی‌های سطح بالا را با اطلاعات متنی ترکیب کرده و به افزایش دقت تشخیص کمک می‌کند. گردن وظیفه دارد که ویژگی های متفاوتی که توسط ستون استخراج شده را با هم ترکیب کند و ویژگی های پیچیده تر و متفاوت تری بسازد. در این مدل از ترکیب شبکه تجمع مسیر (PAN) و شبکه هرمی ویژگی (FPN) برای جمع آوری ویژگی ها از سطوح مختلف شبکه و تولید نقشه های ویژگی در مقیاس ها و وضوح های متعدد استفاده می شود. سر شبکه از نقشه های ویژگی ستون برای حل مسئله ای مثل تشخیص شیء استفاده می کند. نسخه هشتم YOLO از یک مدل سر جدا شده، که هر کدام مقیاس متفاوتی دارند، برای پردازش مستقل کلاس

برچسب کلاس های شیء می باشد که با میزان درصد ضریب اطمینان به نمایش گذاشته شده است.



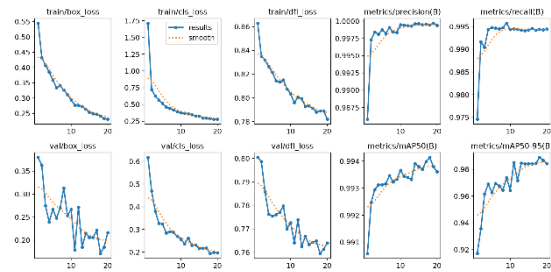
شکل ۳: نمونه اشیاء تشخیص داده شده در مدل پیشنهادی.

نتیجه گیری

در این مقاله با استفاده از یک شبکه عصبی کانولوشن به تشخیص اشیاء در تصاویر پرداخته ایم. نتایج معیار های ارزیابی متفاوت مورد بحث و بررسی قرار گرفت. نتایج بدست آمده نشان می دهد مدل معرفی شده با دقت متوسط میانگین بیش از ۹۹٪ می تواند تمامی اشیاء مد نظر در تصاویر را تشخیص دهد.

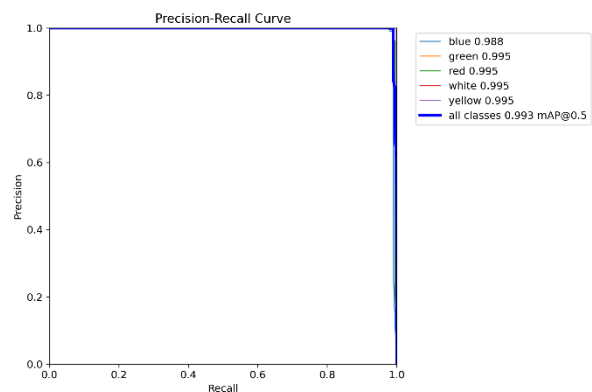
مرجع ها

- [1] K. L. Masita, A. N. Hasan, and T. Shongwe, "Deep learning in object detection: A review," in 2020 International Conference on Artificial Intelligence, Big Data, Computing and Data Communication Systems (icABCD), 2020: IEEE, pp. 1-11.
 - [2] F. Jalled and I. Voronkov, "Object detection using image processing," arXiv preprint arXiv:1611.07791, 2016.
 - [3] S. S. A. Zaidi, M. S. Ansari, A. Aslam, N. Kanwal, M. Asghar, and B. Lee, "A survey of modern deep learning based object detection models," Digital Signal Processing, vol. 126, p. 103514, 2022.
 - [4] Z. Zou, K. Chen, Z. Shi, Y. Guo, and J. Ye, "Object detection in 20 years: A survey," *Proceedings of the IEEE*, vol. 111, no. 3, pp. 257-276, 2023.
 - [5] J. Redmon, "You only look once: Unified, real-time object detection," in Proceedings of the IEEE conference on computer vision and pattern recognition, 2016.
- D. Reis, J. Kupec, J. Hong, and A. Daoudi, "Real-time flying object detection with YOLOv8," arXiv preprint arXiv:2305.09972, 2023.



شکل ۱: نمودار خط ها و معیار ها در طی ۲۰ دوره آموزشی.

با محاسبه صحت در نقاط مختلف فراخوانی و متصل کردن این نقاط به یکدیگر منحنی صحت- فراخوانی ایجاد می شود. مساحت زیر این منحنی را به عنوان صحت متوسط (AP) در نظر می گیریم. صحت و فراخوانی همیشه بین ۰ تا ۱ است. بنابراین صحت متوسط نیز بین ۰ و ۱ نیز قرار می گیرد. شکل (۴) نشان می دهد که صحت در تمام محدوده های فراخوانی نزدیک به ۱ است. این امر به معنی آن است که مدل تقریباً تمامی دایره های موجود را تشخیص داده و پیش بینی های آن خطای بسیار کمی دارند. در برخی زمینه ها ما AP را برای هر کلاس محاسبه می کنیم واز آنها میانگین می گیریم. مقدار ۹۹/۳٪ که در منحنی برای تمام کلاس ها ذکر شده، نشان دهنده همان میانگین صحت متوسط در آستانه برابر با ۵۰ درصد است.



شکل ۲: منحنی صحت-فراخوانی.

شکل (۵) بیانگر خروجی پیش بینی شده مدل بر روی ۱۰۰ تصویر آزمایشی است که پس از آموزش مدل به منظور سنجش دقت و عملکرد، به مدل داده می شوند. هر تصویر دارای

طراحی سامانه تصویربرداری کاتادیوپتريک ۳۶۰ درجه در ناحیه طیف مرئی

مسعود کاوش تهرانی، جواد عربی آشتیانی

دانشگاه صنعتی مالک اشتر، مجتمع علوم کاربردی نوین، گروه فیزیک

m_kavosh@mut-es.ac.ir, ashtian972@gmail.com

چکیده - سامانه‌های نوری ۳۶۰ درجه‌ای به‌عنوان ابزارهای پیشرفته در تصویربرداری شناخته می‌شوند و توانایی تولید تصاویر همه جهته و با دقت بالا در زمان واقعی را دارند. در این تحقیق، یک سامانه تصویربرداری ۳۶۰ درجه در جهت افق و میدان دید عمودی بین ۵۳+ تا ۱۷- درجه طراحی شده و شامل اجزای آینه‌ای و عدسی است. این سامانه از یک آینه کروی با روزنه مرکزی، یک آینه تخت و پنج عدسی کروی تشکیل شده است که به بهبود کیفیت تصویر در محدوده نور مرئی کمک می‌کند. عملکرد این سامانه با استفاده از اندازه‌گیری فرکانس فضایی و تحلیل اندازه لکه پرتو مورد ارزیابی قرار گرفته است. نتایج نشان می‌دهد که این سامانه می‌تواند به عنوان دوربین‌های ۳۶۰ درجه خودرو مورد استفاده قرار گیرد.

کلید واژه- تصاویر پانورامیک، تصویر برداری ۳۶۰ درجه، سامانه تصویربرداری کاتادیوپتريک، دوربین ۳۶۰ خودرو

Designing a panoramic catadioptric imaging system in the visible spectrum region

Masoud Kavash Tehrani, Javad Arabi Ashtiani

Department of Physics, University Complex of Modern Applied Sciences, Malek-ashtar
University of Technology, Iran

m_kavosh@mut-es.ac.ir, ashtian972@gmail.com

Abstract- 360-degree optical systems are advanced imaging tools and can produce omnidirectional and high-precision images in real time. In this research, a 360-degree imaging system was designed in the direction of the horizon and the vertical field of view between +53 and -17 degrees and includes mirror and lens components. This system consists of a spherical mirror with a central aperture, a flat mirror, and five spherical lenses that help improve the image quality in the visible light range. The performance of this system has been evaluated using spatial frequency measurement and beam spot size analysis. The results show this system can be used as a 360-degree automotive camera.

Keywords: 360o automotive camera, 360° imaging, catadioptric imaging system, Panoramic images

مقدمه

ویدیوی همه‌جته به ویدیویی اطلاق می‌شود که با چرخش در محل و کج کردن یا پایین آوردن سر، تمام مناظری را که عکاس می‌تواند به یکباره ببیند، ثبت می‌کند. متداول‌ترین فناوری مورد استفاده برای اجرای چنین سامانه تصویربرداری، فناوری عدسی چشم ماهی است که دارای زاویه دید گسترده‌ای است [۱، ۲] که از عدسی‌های چشم ماهی استفاده می‌کند. از معایب آن می‌توان به اندازه بزرگ، وزن زیاد و قیمت زیاد آن اشاره کرد. برای حل این مشکل، یک دوربین همه‌جته با استفاده از دوربین‌های متعدد برای اولین بار در سال ۱۹۸۷ طراحی شد [۳]. در دهه ۱۹۹۰، دوربین‌های همه‌جته کاتادیوپتری با استفاده از آینه‌های دوزنقه‌ای شکل یا آینه‌های آونگی شکل نیز معرفی شدند. مطابق با فناوری‌های پیشرفته الکترونیکی و تصویربرداری، روش‌هایی مانند روش ترکیب تصاویر با اتصال چندین دوربین برای گرفتن عکس در همه جهات و روش دوربین دو طرفه با میدان دید ۱۸۰ درجه به طور پیوسته در جهان توسعه یافته است [۸-۱۰]. در سال ۲۰۰۴، یک دوربین همه جته کاتادیوپتری با استفاده از یک آینه مخروطی ساخته شد [۱۱].

با وجود اینکه دوربین‌های نظارتی دارای زاویه باز هستند، اما دارای نقاط کور زیادی هستند. برای حل این مشکل و ایمن‌سازی میدان دید وسیع، دوربین‌های متعددی نصب می‌شود، اما این روش گران قیمت است. علاوه بر این، دوربین‌های چند جته موجود، از آینه‌ها یا عدسی‌های غیرکروی استفاده می‌کنند که گران یا حجیم هستند و هنگام نصب، نیاز به تجهیزات اضافی دارند [۱۲، ۱۳].

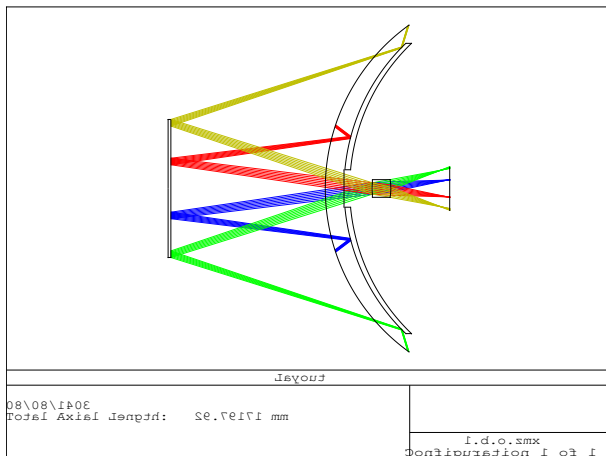
در این مقاله، به منظور کوچک‌سازی و ساخت ارزان سامانه نوری همه جته، دو آینه شامل یک آینه کروی با یک روزنه مرکزی و یک آینه تخت که نور فرودی منعکس شده از آینه کروی را به عدسی‌های منتقل می‌کند استفاده شده است. این سامانه جهت استفاده بر روی خودرو به منظور حذف

نقاط کور و تشخیص موانع در اطراف خودرو طراحی شده است. این سامانه دارای میدان دید ۵۰ درجه بالای افق و ۱۷- درجه در زیر افق و میدان دید ۳۶۰ درجه در سطح افق است. به طور خاص، از طریق طراحی منطقی و سادگی ساختار، قصد داریم آن را با کمتر از ۵۰ میلی متر در طول کل و با استفاده از سطوح کروی برای بازتابنده و عدسی‌ها طراحی کنیم.

طراحی سامانه

سامانه مورد نظر در طیف مرئی و با توجه به بهره‌وری و رقابت قیمت، با استفاده از عدسی‌هایی از جنس N-BK7، SF4 و N-SK2 طراحی شد. طراحی انجام شده در نرم افزار زیمکس نسخه ۲۰۱۴ انجام شده است. با توجه به چرخش ۹۰ درجه‌ای سامانه در نرم افزار نسبت به حالت قرارگیری سامانه در محیط، میدان دید ۵۰ درجه بالای افق و ۱۷- درجه در زیر افق معادل میدان دید $\pm 37^\circ$ تا $\pm 107^\circ$ در نرم افزار است.

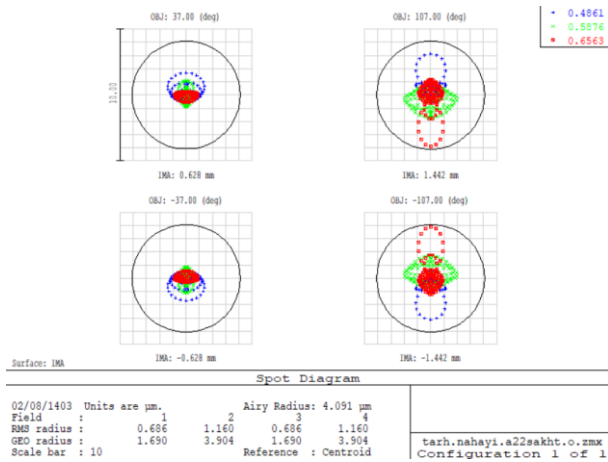
به منظور دستیابی به میدان دید مورد نظر ابتدا طرح اولیه ای مطابق شکل ۱ که شامل دو آینه و یک عدسی است پیاده سازی می‌شود.



شکل ۱: طرح اولیه سامانه نوری همه جته کاتادیوپتری

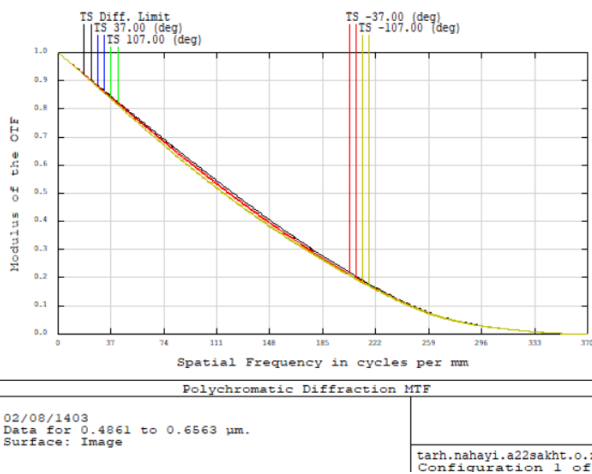
به منظور سهولت در تولید سامانه نوری و کاهش هزینه‌های تولید، آینه اول و کلیه سطوح شکستی در طراحی کروی انتخاب شده‌اند. طرح اولیه دارای عیب‌های کروی و رنگی

در داخل قرص ایری قرار گرفته‌اند که نشانگر بهینه بودن اندازه لکه پرتو است.



شکل ۳: اندازه لکه بهینه شده در زاویه‌های $\pm 37^\circ$ و $\pm 107^\circ$ درجه

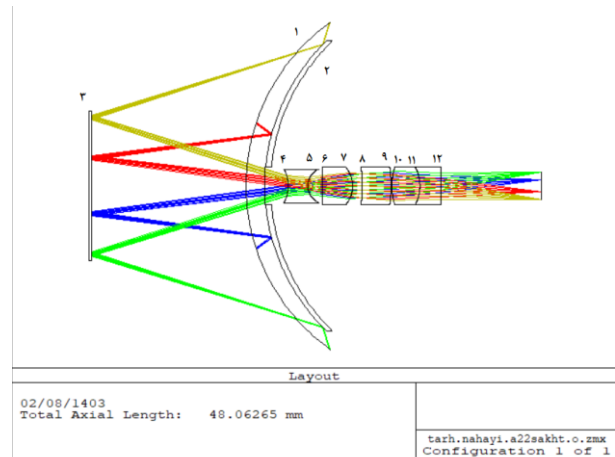
تابع انتقال مدولاسیون سامانه نوری بهینه شده در شکل ۴ نشان داده شده است. همانطور که مشاهده می‌گردد در میدان‌های $\pm 37^\circ$ و $\pm 107^\circ$ درجه، این تابع تقریباً منطبق با نمودار حد پراش است.



شکل ۴: تابع انتقال مدولاسیون سامانه نوری همه‌جهته کاتادیوپتری بهینه شده

همچنین از شکل ۳ مشاهده می‌گردد که لکه‌ی طول‌موج‌های مختلف روی هم افتاده‌اند و عیب رنگی بر طرف شده است. به منظور بررسی دقیق‌تر ابیراهی رنگی از شکل ۵ که نمودار جابجایی مکان کانون بر حسب طول موج است، کمک می‌گیریم. این شکل نشان می‌دهد که اولاً مکان کانون مربوط به طول‌موج‌های آبی و قرمز روی هم افتاده‌اند و به

زیادی است. به منظور کاهش ابیراهی‌ها و مخصوصاً ابیراهی کروی، تک عدسی ابتدا به ۴ عدسی شکسته می‌شود و سپس برای کاهش ابیراهی رنگی عدسی پنجم به سامانه اضافه می‌گردد. سامانه بهینه شده در شکل ۲ نشان داده شده است. سطح یک، سطحی فرضی است و فقط برای نشان دادن پرتوهای ورودی به سامانه است. سطح ۲ آینه کروی و سطح شماره ۳ آینه تخت و سطوح ۴ تا ۱۲ عدسی‌های مورد استفاده را نشان می‌دهد. جنس ۳ عدسی اول N-BK7، و به منظور کاهش ابیراهی رنگی جنس عدسی چهارم و پنجم به ترتیب N-SK2 و SF4 انتخاب شده است.



شکل ۲: طرح نهایی بهینه شده سامانه نوری همه‌جهته کاتادیوپتری متشکل از یک آینه کروی و یک آینه تخت به همراه پنج عدسی با سطوح کروی

به منظور کاهش طول سامانه، فاصله کانونی سامانه نوری ۱ میلی‌متر انتخاب شده است. با توجه به شکل ۲ مشاهده می‌گردد که طول کل سامانه پس از بهینه‌سازی حدوداً ۴۸ میلی‌متر شده است که الزامات طراحی طول ۵۰ میلی‌متر را برآورده می‌کند.

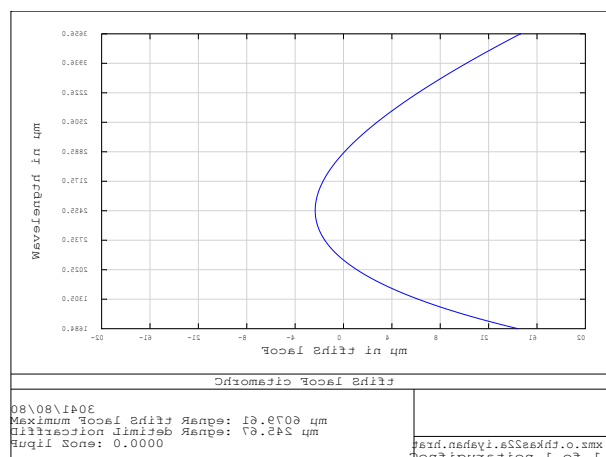
نتایج بدست آمده

در شکل ۳ اندازه لکه برای زاویه‌های $\pm 37^\circ$ و $\pm 107^\circ$ نمایش داده شده است. اندازه شعاع قرص ایری در این شکل ۴,۰۹۱ میکرومتر است و اندازه لکه پرتو در حالت هندسی و ریشه مربع میانگین آن برای زوایای حدافل و حداکثر میدان دید

مقالات پوستر

- [3] S. J. Oh and E. L. Hall, "Guidance of a mobile robot using an omnidirectional vision navigation system," Proc. SPIE 852, 288300 (1987).
- [4] D. G. Aliagea, I. B. Carlbom, and HARNESS DICKY & PIERCE, "Camera model and calibration procedure for omnidirectional paraboloidal catadioptric cameras," U.S. Patent 0004694 (2003).
- [5] S. Thibault, M.Sc., Ph. D., "Panoramic lens applications revisited," Proc. SPIE 7000, 70000L (2008).
- [6] J. Parent and S. Thibault, "Tolerancing panoramic lenses," Proc. SPIE 7433, 74330D (2009)
- [7] NANO PHOTONICS Co., Ltd., "Panoramic mirror and imaging system using the Same," Korea Patent 1004912710000 (2005).
- [8] J.-H. Lee, "Omnidirectional optical lens," Korea Patent 1012888710000 (2011).
- [9] J. H. Jo, "Design of omnidirectional camera lens system with catadioptric system," Proc. SPIE 8788, 98 (2013).

عبارت دیگر عیب رنگی مرتبه اول تصحیح شده است. دوماً حداکثر جابجایی کانون در ناحیه مرئی ۱۶/۹۷ میکرومتر است که از حد پراش که مقدار ۷۶/۵۴ میکرومتر از بسیار کوچکتر است.



شکل ۵: جابجایی مکان کانون بر حسب طول موج

نتیجه گیری

سامانه نوری همه جهته کاتادیوپتری طراحی شده متشکل از یک آینه کروی و یک آینه تخت به همراه پنج عدسی با سطوح کروی است. از مزیت‌های این طرح می‌توان به تخت بودن آینه دوم و کروی بودن سطوح انحنا دار اشاره نمود. این خصوصیت باعث می‌شود که هزینه‌های ساخت سامانه نسبت به سامانه‌هایی که از سطوح غیر کروی استفاده نموده اند به شدت کاهش یابد. از دیگر خصوصیات این طرح کوچک و سبک بودن طرح است. طول کل سامانه نوری ۴۸,۰۶۲ میلی‌متر است. در این طرح عیب رنگی برطرف شده است و ابیراهی‌های سامانه به حداقل رسیده است بطوری که اندازه لکه زیر حد پراش و نمودار تابع انتقال مدولاسیون در تمامی زوایای میدان دید تقریباً منطبق بر حد پراش است.

مرجع‌ها

- [1] R. Kingslake, A History of the Photographic Lens (University of Rochester NY, USA, 1989), p. 145.
- [2] D. Brooks, Lenses and Lens Accessories: A Photographer's Guide (Curtin & London, Marblehead, Massachusetts, USA, 1982), p. 29.

طرحواره ساده‌ای برای تولید حالت‌های مختلف گربه‌مانند از طریق فرایندهای اپتیکی غیرخطی

آزاده نوری، محمدکاظم توسلی

گروه اپتیک و لیزر، دانشکده فیزیک، دانشگاه یزد

a.noury@stu.yazd.ac.ir; mktavassoly@yazd.ac.ir

چکیده - تولید حالت‌های غیرکلاسیکی لازمه‌ای برای دانش و فناوری‌های کوانتومی است. در این رابطه، حالت‌های گربه شرودینگر که برهم‌نهی‌های کوانتومی از حالت‌های همدوس با دامنه یکسان و فاز قرینه هستند از اهمیت بسیاری برخوردارند. در این مقاله با استفاده از یک طرحواره نظری ساده و به کمک ارتباط بین اپتیک کوانتومی و اپتیک غیرخطی، حالت‌های گربه‌مانند شرودینگر تولید شده‌اند. در واقع، با در نظر گرفتن پرتو فرودی به صورت حالت همدوس بار، همدوس چلانده، چلانده همدوس، همدوس فوتون‌افزوده و همدوس سه‌تایی، پرتوهای خروجی در حالت‌های گربه‌مانند متناظر با این حالت‌ها به دست آمده‌اند. برای دستیابی به چنین حالت‌هایی از برهم‌کنش‌های کر متقابل یا کر متقابل تعمیم‌یافته استفاده شده است. کلید واژه- برهم‌کنش کر متقابل، حالت گربه شرودینگر، حالت همدوس بار.

A simple scheme for generation of various cat-like states via quantum nonlinear optical processes

Azadeh Noury, Mohammad Kazem Tavassoly

Optics and Laser Group, Faculty of Physics, Yazd University, Yazd

a.noury@stu.yazd.ac.ir; mktavassoly@yazd.ac.ir

Abstract- Generation of nonclassical states is a necessary requirement for quantum science and technologies. In this respect, Schrödinger cat states that are quantum superpositions of coherent states with equal amplitude and opposite phases, are of great importance. In this paper, a theoretical scheme is employed to generate cat-like states with the help of the connection between quantum and nonlinear optics. Actually, by considering the input beams as charge coherent, squeezed coherent, coherent squeezed, photon-added coherent and trio coherent states, the output beams are obtained as corresponding cat-like states. To achieve such states, cross-Kerr or generalized cross-Kerr interactions are employed .

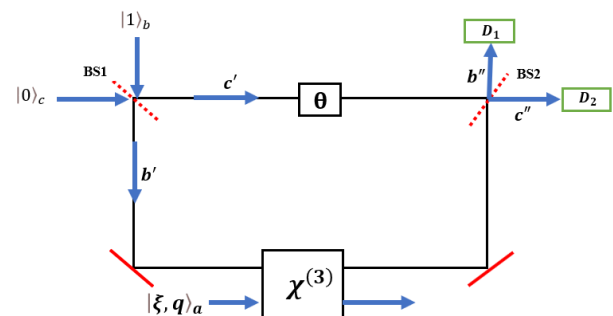
Keywords: Cross-Kerr interaction, Schrödinger cat state, Charge coherent state.

مقدمه

حالت‌های گربه شرودینگر که برهم‌نهی‌های کوانتومی حالت‌های همدوس با دامنه یکسان و فاز قرینه هستند، ویژگی‌های غیرکلاسیکی قوی از خود نشان می‌دهند. این حالت‌ها که می‌توانند در فرایندهای اپتیکی غیرخطی تولید شوند شامل سه نوع هستند: حالت‌های همدوس زوج، فرد و یورک-استولر که ویژگی‌های غیرکلاسیکی متفاوتی بروز می‌دهند [۱]. با توجه به اهمیت ویژه‌ای که این حالت‌ها در اطلاعات و محاسبات کوانتومی دارند [۲، ۳]، در این مقاله با استفاده از یک تداخل‌سنج ماخ-زندر شامل یک انتقال‌دهنده فاز و یک محیط غیرخطی مرتبه سوم تعمیم‌یافته، به تولید حالت‌های گربه‌مانند متناظر با حالت همدوس بار پرداخته‌ایم. در پایان به حالت‌های مختلف گربه‌مانند دیگری که با همین طرحواره تولید شده‌اند اشاره خواهیم کرد (به علت کمبود جا به اختصار).

توصیف سامانه

هدف ما در این مقاله تولید حالت‌های گربه‌مانند بار با استفاده از طرحواره ارائه‌شده در شکل ۱ است [1].



شکل ۱: طرحواره‌ای شامل یک انتقال‌دهنده فاز، یک محیط غیرخطی مرتبه سوم تعمیم‌یافته، دو پرتوشکاف ۵۰:۵۰ و دو آشکارساز D_1 و D_2

همان‌گونه که شکل ۱ نشان می‌دهد، پرتوهای فرودی سامانه به صورت تک‌فوتونی در مد $\hat{b}$ ، یک حالت خلأ در مد $\hat{c}$ و یک حالت همدوس بار در مد $\hat{a}$ هستند که به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$|\xi, q\rangle_{a,d} = N \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\xi^n}{\sqrt{n!(n+q)!}} |n+q, n\rangle_{a,d}, \quad (1)$$

که در آن N ثابت بهنجارش، ξ یک عدد مختلط و q اختلاف بین تعداد فوتون‌ها در دو مد $\hat{a}$ و $\hat{d}$ است. این حالت دومی در معادلات ویژه‌مقداری زیر صدق می‌کند:

$$\hat{a}\hat{d}|\xi, q\rangle_{a,d} = \xi|\xi, q\rangle_{a,d}, \quad (2)$$

$$(\hat{a}^\dagger \hat{a} - \hat{b}^\dagger \hat{b})|\xi, q\rangle_{a,d} = q|\xi, q\rangle_{a,d}. \quad (3)$$

مدهای فرودی $\hat{b}$ و $\hat{c}$ پس از عبور از اولین پرتوشکاف BS_1 به ترتیب به $\hat{b}' = \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{b} + i\hat{c})$ و $\hat{c}' = \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{c} + i\hat{b})$ تبدیل می‌شوند. تک‌فوتون برای رسیدن به پرتوشکاف دوم BS_2 می‌تواند از مسیر ساعتگرد شامل یک انتقال‌دهنده فاز یا مسیر پادساعتگرد شامل یک محیط غیرخطی تعمیم‌یافته عبور کند. انتقال فاز در بازوی بالایی سامانه توسط عملگر یکانی زیر اعمال می‌شود:

$$\hat{U}_{PS}(\theta) = \exp(i\theta\hat{n}), \quad (4)$$

که در آن $\hat{n}$ عملگر تعداد مد میدان در بازوی بالایی تداخل‌سنج است و θ اختلاف فاز مسیرهای ساعتگرد و پادساعتگرد را نشان می‌دهد. اگر تک‌فوتون مسیر پادساعتگرد را طی کند، با عبور از محیط غیرخطی مرتبه سوم برهم‌کنش کر متقابل تعمیم‌یافته بین $|1\rangle_{b'}$ و $|\xi, q\rangle_{a,d}$ رخ می‌دهد. هامیلتونی این برهم‌کنش را به صورت زیر معرفی می‌کنیم:

$$\hat{H}_{CK} = \hbar\kappa\hat{a}^\dagger\hat{a}\hat{d}^\dagger\hat{d}\hat{b}'^\dagger\hat{b}', \quad (5)$$

در آن κ ثابت جفت‌شدگی متناسب با پذیرفتاری مرتبه سوم $\chi^{(3)}$ است. برهم‌کنش‌های کر متقابل تعمیم‌یافته در گذشته نیز مورد بررسی قرار گرفته‌اند [۴، ۵]. حالت میدان پس از عبور پرتوها از BS_1 به صورت زیر است:

$$|\psi_{out}\rangle_{BS_1} = |\xi, q\rangle_{a,d} \frac{1}{\sqrt{2}}(|1\rangle_{b'}|0\rangle_{c'} + i|0\rangle_{b'}|1\rangle_{c'}), \quad (6)$$

اولین جمله در معادله بالا نشان‌دهنده حضور فوتون در بازوی پایینی و دومین جمله بیانگر عبور آن از بازوی بالایی سامانه است.

$$\begin{aligned} |\psi_{out}(\pi)\rangle_{BS_2} &= \frac{1}{2}(|\xi, 0\rangle_{a,d} + |-\xi, 0\rangle_{a,d})|1\rangle_{b''}|0\rangle_{c''} \\ &- \frac{i}{2}(|\xi, 0\rangle_{a,d} - |-\xi, 0\rangle_{a,d})|0\rangle_{b''}|1\rangle_{c''}. \end{aligned} \quad (۱۳)$$

جمله اول در رابطه (۱۳) نشان می‌دهد که اگر تک‌فوتون توسط D_1 آشکارسازی شود، پرتو خروجی در حالت همدوس بار زوج است و اگر توسط D_2 آشکارسازی شود، پرتو خروجی در حالت همدوس بار فرد است.

حال اگر در رابطه (۱۲)، $\theta = \frac{\pi}{2}$ انتخاب شود، حالت میدان پس از عبور پرتوها از پرتوشکاف دوم BS_2 به صورت زیر خواهد بود:

$$\begin{aligned} \left|\psi\left(\frac{\pi}{2}\right)\right\rangle_{BS_2} &= -\frac{i}{2}(|\xi, 0\rangle_{a,d} + i|-\xi, 0\rangle_{a,d})|1\rangle_{b''}|0\rangle_{c''} \\ &- \frac{1}{2}(|\xi, 0\rangle_{a,d} - i|-\xi, 0\rangle_{a,d})|0\rangle_{b''}|1\rangle_{c''}. \end{aligned} \quad (۱۴)$$

جمله اول در رابطه (۱۴) بیانگر آن است که اگر آشکارسازی تک‌فوتون توسط D_1 انجام شود، پرتو خروجی در حالت همدوس بار یورک-استولر $(|\xi, 0\rangle_{a,d} + i|-\xi, 0\rangle_{a,d})$ است. اما اگر این آشکارسازی توسط D_2 رخ دهد، پرتو خروجی در حالت همدوس بار یورک-استولر $(|\xi, 0\rangle_{a,d} - i|-\xi, 0\rangle_{a,d})$ است.

به همین روش و با استفاده از طرحواره شکل ۱ موفق به تولید حالت‌های گربه‌مانند متناظر با حالت‌های همدوس چلانده، چلانده همدوس، همدوس فوتون‌افزوده و همدوس سه‌تایی نیز شده‌ایم که در این مقاله مجالی برای توضیح آن‌ها نیست. برای مثال، در ادامه حالت‌های گربه‌مانند تولیدشده متناظر با حالت‌های همدوس چلانده،

$$\begin{aligned} |\psi_{SC,out}(\pi)\rangle_{BS_2} &= \frac{1}{2}(|\alpha, \xi\rangle_a + |-\alpha, \xi\rangle_a)|1\rangle_{b''}|0\rangle_{c''} \\ &- \frac{i}{2}(|\alpha, \xi\rangle_a - |-\alpha, \xi\rangle_a)|0\rangle_{b''}|1\rangle_{c''}, \end{aligned} \quad (۱۵)$$

تحول زمانی حالت میدان پس از عبور از محیط مرتبه سوم با عملگر یکانی زیر نشان داده می‌شود:

$$\hat{U}_{CK}(t) = \exp(-i\kappa t a^\dagger a \hat{d}^\dagger \hat{d} b'^\dagger b'). \quad (۷)$$

تأثیر برهم‌کنش کر متقابل تعمیم‌یافته و انتقال‌دهنده فاز بر حالت میدان به این صورت است:

$$\begin{aligned} |\kappa t, \theta\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(e^{-i\kappa t a^\dagger a \hat{d}^\dagger \hat{d} b'^\dagger b'} |\xi, q\rangle_{a,d} |1\rangle_{b'} |0\rangle_{c'} \\ &+ i e^{i\theta \hat{n}} |\xi, q\rangle_{a,d} |0\rangle_{b'} |1\rangle_{c'}), \end{aligned} \quad (۸)$$

با در نظر گرفتن $\kappa t = \pi$ و $q = 0$ ، رابطه بالا به صورت زیر در می‌آید:

$$|\pi, \theta\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|-\xi, 0\rangle_{a,d} |1\rangle_{b'} |0\rangle_{c'} + i e^{i\theta} |\xi, 0\rangle_{a,d} |0\rangle_{b'} |1\rangle_{c'}). \quad (۹)$$

با عبور پرتوها از BS_2 ، مدهای $\hat{b}'$ و $\hat{c}'$ به ترتیب به $\hat{b}'' = \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{b}' + i\hat{c}')$ و $\hat{c}'' = \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{c}' + i\hat{b}')$ تبدیل شده و در اثر این تبدیلات، تغییرات زیر در رابطه بالا اعمال می‌شوند:

$$|1\rangle_{b'} |0\rangle_{c'} \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(|1\rangle_{b''} |0\rangle_{c''} + i|0\rangle_{b''} |1\rangle_{c''}), \quad (۱۰)$$

$$|0\rangle_{b'} |1\rangle_{c'} \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle_{b''} |1\rangle_{c''} + i|1\rangle_{b''} |0\rangle_{c''}). \quad (۱۱)$$

با جایگذاری روابط بالا در رابطه (۹)، حالت میدان پس از عبور پرتوها از BS_2 به صورت زیر به دست می‌آید:

$$\begin{aligned} |\psi_{out}\rangle_{BS_2} &= \frac{1}{2}(|-\xi, 0\rangle_{a,d} - e^{i\theta} |\xi, 0\rangle_{a,d})|1\rangle_{b''}|0\rangle_{c''} \\ &+ \frac{i}{2}(|-\xi, 0\rangle_{a,d} + e^{i\theta} |\xi, 0\rangle_{a,d})|0\rangle_{b''}|1\rangle_{c''}. \end{aligned} \quad (۱۲)$$

با انتخاب $\theta = \pi$ در رابطه (۱۲) به نتیجه زیر می‌رسیم:

با حالت‌های همدوس چلانده، چلانده همدوس، همدوس فوتون‌افزوده، بار و سه‌تایی هستند.

مرجع‌ها

- [1] C. C. Gerry and P. L. Knight, *Introductory quantum optics* (Cambridge university press, 2023).
- [2] M. Bergmann and P. van Loock, *Quantum error correction against photon loss using multicomponent cat states*, Physical Review A, **94**(4), p. 042332 (2016).
- [3] S.-W. Lee and H. Jeong, *Near-deterministic quantum teleportation and resource-efficient quantum computation using linear optics and hybrid qubits*, Physical Review A—Atomic, Molecular, and Optical Physics, **87** (2), p. 022326 (2013).
- [4] H. Solki, A. Motazedifard and M. H. Naderi, *Improving photon blockade, entanglement, and mechanical-cat-state generation in a generalized cross-Kerr optomechanical circuit*, Physical Review A, **108** (6), p. 063505 (2023).
- [5] Y. Guo, *Multi-mode cross-Kerr interaction and three-qubit all-optical logic gates in a triple electromagnetically induced transparency system*, The European Physical Journal D, **67**, p. 1-7 (2013).
- [6] R. de J León-Montiel and H. Moya-Cessa, *Generation of squeezed Schrödinger cats in a tunable cavity filled with a Kerr medium*, Journal of Optics, **17** (6), p. 065202 (2015).
- [7] S. L. Chao, B. Xiong and L. Zhou, *Generating a Squeezed-Coherent-Cat State in a Double-Cavity Optomechanical System*, Annalen der Physik, **531** (11), p. 1900196 (2019).

$$\left| \psi_{SC,out} \left(\frac{\pi}{2} \right) \right\rangle_{BS_2} = -\frac{i}{2} (|\alpha, \xi\rangle_a + i|-\alpha, \xi\rangle_a) |1\rangle_{b''} |0\rangle_{c''} - \frac{1}{2} (|\alpha, \xi\rangle_a - i|-\alpha, \xi\rangle_a) |0\rangle_{b''} |1\rangle_{c''}, \quad (16)$$

و چلانده همدوس،

$$\left| \psi_{CS,out} (\pi) \right\rangle_{BS_2} = \frac{1}{2} (|\xi, \alpha\rangle_a + |\xi, -\alpha\rangle_a) |1\rangle_{b''} |0\rangle_{c''} - \frac{i}{2} (|\xi, \alpha\rangle_a - |\xi, -\alpha\rangle_a) |0\rangle_{b''} |1\rangle_{c''}, \quad (17)$$

$$\left| \psi_{CS,out} \left(\frac{\pi}{2} \right) \right\rangle_{BS_2} = -\frac{i}{2} (|\xi, \alpha\rangle_a + i|\xi, -\alpha\rangle_a) |1\rangle_{b''} |0\rangle_{c''} - \frac{1}{2} (|\xi, \alpha\rangle_a - i|\xi, -\alpha\rangle_a) |0\rangle_{b''} |1\rangle_{c''}, \quad (18)$$

به دست آمده معرفی شده است. لازم به ذکر است که در محاسبات حالت‌های گربه‌مانند متناظر با حالت‌های همدوس چلانده، چلانده همدوس و همدوس فوتون‌افزوده از برهم‌کنش کر متقابل معمولی و در تولید حالت‌های گربه‌مانند متناظر با حالت‌های همدوس بار و سه‌تایی از برهم‌کنش کر متقابل تعمیم‌یافته استفاده شده است.

نتیجه‌گیری

با توجه به کاربردهای فراوان حالت‌های گربه شرودینگر در دانش و فناوری‌های کوانتومی، تاکنون تلاش‌های بسیاری برای تولید این حالت‌های غیرکلاسیکی میدان الکترومغناطیسی صورت گرفته است [۶، ۷]. حالت‌های گربه‌مانند تولیدشده در این مقاله در گذشته نیز به روش‌های متفاوتی تولید شده‌اند. در این مقاله، با استفاده از یک طرحواره نظری ساده که در آزمایشگاه‌های اپتیک کوانتومی امروزه به راحتی قابل آماده‌سازی است موفق به تولید حالت‌های گربه‌مانند بار شدیم. در سامانه شکل ۱، با عبور پرتوهای فرودی در حالت $|1\rangle_b$ و $|0\rangle_c$ از پرتوشکاف اول، یک حالت درهم‌تنیده تولید می‌شود. این حالت تحت تأثیر انتقال‌دهنده فاز و برهم‌کنش کر متقابل تعمیم‌یافته قرار گرفته و سپس از پرتوشکاف دوم عبور می‌کند. محاسبات ما نشان می‌دهد که پرتوهای خروجی سامانه مذکور در حالت‌های گربه‌مانند متناظر

وابستگی تولید هارمونیک مرتبه دوم به قطبش نور تابشی در نانوذرات هسته

پوسته پلاسمون دی الکتریک

نعمت‌اله جعفری، فاطمه پیمانی، علی بهاری

گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه لرستان، خرم‌آباد، ایران

jafary_68@yahoo.com, f.peymani1992@gmail.com, alibahari2@yahoo.com

چکیده - در این پژوهش، پدیده تولید هارمونیک مرتبه دوم (SHG) برای یک نانوکره هسته-پوسته (CS) متشکل از مواد پلاسمونی (طلا) و دی الکتریک ضریب شکست بالا (سیلیکون) بررسی شده است. با محاسبه پاسخ نوری خطی نانوکره CS، فرکانس تشدید مشخص شده است که افزایش و محدودشدگی میدان‌های الکترومغناطیسی در این فرکانس بسیار قوی می‌باشد. سپس پدیده SHG در فرکانس دو برابری این فرکانس تشدید محاسبه شده است. در نهایت، بررسی اثر قطبش نور فرودی بر توزیع و شدت SHG، نشان می‌دهد که با تغییر زاویه قطبش نور فرودی، بازده و توزیع هارمونیک مرتبه دوم قابل کنترل می‌باشد. علاوه بر این، در قطبش خطی، به دلیل هم‌راستایی تشدیدهای پلاسمونی سطحی، پدیده SHG دارای بازده بیشتری می‌باشد. نتایج این کار می‌تواند به طور قابل توجهی به بهبود ابزارهای نوری مانند نانوحسگرها کمک کند.

کلید واژه- پدیده‌های نوری غیرخطی، تشدیدهای پلاسمونی سطحی، تولید هارمونیک مرتبه دوم، روش عناصر محدود، قطبش امواج الکترومغناطیسی.

Dependence of Second Harmonic Generation on the Polarization of the Radiation Light in Core-Shell Plasmonic-Dielectric Nanoparticles

Neamat A. Jafari, Fatemeh Peymani, Ali Bahari

Department of Physics, Faculty of Science, Lorestan University, Khoram-abad, Iran

jafary_68@yahoo.com, f.peymani1992@gmail.com, alibahari2@yahoo.com

Abstract- In this research, the phenomenon of second-harmonic generation (SHG) is investigated for a core-shell (CS) nanosphere composed of plasmonic (Au) and high refractive index dielectric (Si) materials. By calculating the linear optical response of the CS nanosphere, the resonance frequency is determined that the enhancement and confinement of electromagnetic fields are extreme in this frequency. Finally, investigating the effect of the incident light polarization on the distribution and intensity of the SHG shows that the efficiency and distribution of the second-harmonic are controllable by changing the angle of the incident light polarization. Moreover, in linear polarization, the SHG phenomenon has more efficiency due to the alignment of surface plasmon resonances. The results of this work can significantly contribute to improving optical devices such as nano-sensing.

Keywords: Nonlinear optical phenomena, surface plasmon resonances, second-harmonic generation, finite element.

مقدمه

یکی از پدیده‌های بسیار پرکاربرد نور غیرخطی، تولید هارمونیک مرتبه دوم (SHG) می‌باشد که شامل تبدیل دو فوتون با فرکانس نور اولیه به یک فوتون با فرکانس دو برابری می‌شود. در مقیاس ماکروسکوپی پدیده SHG اغلب با استفاده از بلورهای غیرخطی با خاصیت غیرخطی بالا مانند KDP بررسی می‌شود [۱]. اما در مقیاس نانو، به کارگیری این بلورها به دلیل اندازه بزرگ آنها تقریباً غیرممکن می‌باشد. از جمله ساختارهایی که در مقیاس نانو به علت خواص نوری منحصر به فردشان توانسته منجر به پدیده SHG با بازده معقول شود، نانوساختارهای ترکیبی پلاسمون-دی‌الکتریک می‌باشند. این نانوساختارها، با به کارگیری همزمان افزایش میدان‌های الکترومغناطیسی در سطح مواد پلاسمونی به علت تشدیدهای پلاسمونی سطحی (SPRs) و همچنین خاصیت غیرخطی بالای مواد دی‌الکتریک با ضریب شکست بالا مانند سیلیکون باعث SHG با بازده معقول می‌شوند [۲]. از طرفی دیگر، خواص تشدیدی این نانوساختارها نسبت به تغییرات هندسی و تغییرات میدان‌های الکترومغناطیسی نور تابشی بسیار حساس بوده و به راحتی می‌توان این خواص تشدید را برای طول‌موج‌های کاربردی مختلف در گستره‌های مرئی و فروسرخ نزدیک تنظیم نموده و به SHG با بازده معقول و کاربردهای خاص دست یافت.

از آنجاکه در نانوساختارها به علت ابعاد زیرطول موج آنها، توزیع و شدت هارمونیک مرتبه دوم (SH) تابع خواص نور فرودی می‌باشد، لذا با کنترل و تغییر قطبش نور اولیه می‌توان انتظار تغییر شدت و نحوه توزیع SH را داشت. بر همین اساس، در این پژوهش با استفاده از روش عددی عناصر محدود به بررسی و شبیه‌سازی پدیده SHG از یک نانوکره CS پلاسمون-دی‌الکتریک ساخته شده از طلا و سیلیکون پرداخته شده است. ابتدا با مقایسه نتایج به دست آمده با کارهای انجام شده قبلی از درستی روش عددی به کار گرفته شده اطمینان حاصل شده است. سپس با تغییر قطبش نور فرودی، رفتار SH بررسی شده است. جهت مشاهده این رفتار، تغییرات بازده پدیده SH برحسب تغییر قطبش نور فرودی محاسبه و بررسی شده است.

مدل تئوری

بر طبق روابط تئوری و نتایج آزمایشگاهی، بازده اثرات غیرخطی با بزرگی یا شدت میدان الکتریکی رابطه مستقیم دارد [۳]. بنابراین، نانوذرات ترکیبی پلاسمونی-دی‌الکتریک به دلیل دارا بودن پاسخ نوری خطی تشدید می‌توانند باعث افزایش شدت میدان‌های الکترومغناطیسی در مرزهای خود شده که این خاصیت می‌تواند جهت افزایش بازده پدیده SHG به کار گرفته شود. جهت دستیابی به پاسخ طیفی خطی نانوذره، ابتدا با استفاده از روش میدان کل امیدان پراکنده [۴]، سطح مقطع‌های پراکندگی، جذب و خاموشی برحسب طول موج نور فرودی محاسبه شده و به دنبال آن فرکانس تشدید مورد نظر تعیین شده است.

به‌طور کلی برای موج انتشاری در راستای محور Z، قطبش به‌صورت زیر تعریف می‌شود [۵]:

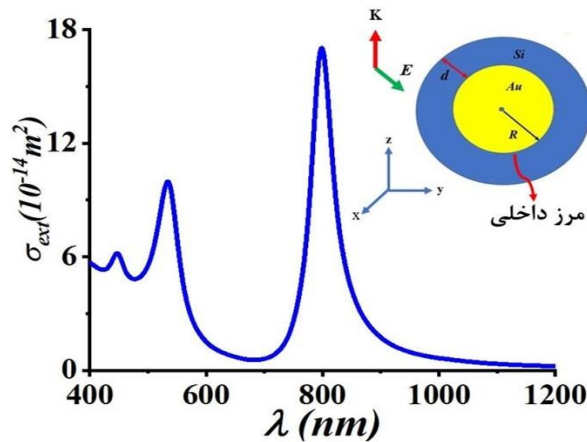
$$E(\omega) = E_x e^{-i(\omega t + k_0 z)} \hat{x} + E_y e^{-i(\omega t + k_0 z + \varphi)} \hat{y} \quad (1)$$

که E_x ، k_0 ، ω به ترتیب دامنه، بردار موج و فرکانس زاویه‌ای موج تابشی هستند و φ اختلاف فاز بین دو مؤلفه میدان الکتریکی تابشی می‌باشد. در صورت برابری دامنه‌های دو مؤلفه X و Y، به ازای $\varphi = \pm \pi/2$ موج دارای قطبش دایروی خواهد بود.

آشکار است که در تقریب دوقطبی، موادی مانند طلا و سیلیکون به دلیل داشتن خواص تقارن مرکزی توانایی تولید اثرات مرتبه دوم را در حجم خود ندارند و مقدار پذیرفتاری غیرخطی حجمی آنها صفر می‌باشد. بنابراین، تنها راه ایجاد این اثرات، شکستن این تقارن می‌باشد. در سطح مواد به دلیل بعد نامتقارن اتمی، این خاصیت تقارنی شکسته شده که باعث ایجاد یک قطبش سطحی مرتبه دوم می‌شود که به‌صورت زیر تعریف می‌شود:

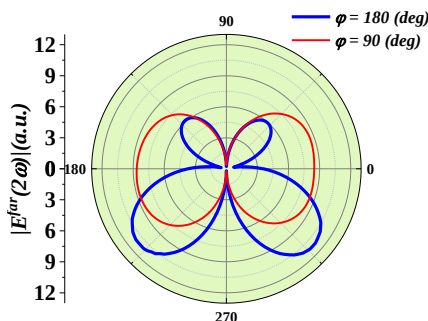
$$P_i(2\omega) = \epsilon_0 \chi_{ijk}^{(s)}(\omega, \omega, 2\omega) : E_j(\omega) * E_k(\omega) \quad (2)$$

که $\chi_{ijk}^{(s)}$ تانسور پذیرفتاری سطحی مرتبه دوم است. این تانسور در مواد همسانگرد تنها دارای سه جمله $\chi_{v_{vv}}$ ، χ_{pvp} و χ_{ppv} می‌باشد. توجه شود که اندیس p و v به ترتیب معادل بردار یکه موازی سطح و عمود بر آن هستند. بر اساس مقدار اندازه‌گیری شده، این مؤلفه‌ها برای سیلیکون و فلزات نجیب، جمله $\chi_{v_{vv}}$



شکل ۱: سطح مقطع خاموشی برحسب طول موج نور فرودی. شکل داخلی، طرح کلی نانوکره CS بوده و بردارهای سمت چپ پایین (بالای) آن، دستگاه مختصات (راستای انتشار و جهت قطبش موج اولیه) را نشان می‌دهند.

با توجه به معادله (۳) فاکتور بزرگی میدان الکتریکی پرتو تابشی به‌طور مستقیم در بازده SHG مؤثر می‌باشد. از طرفی، بر اساس پاسخ طیفی خطی این نانوکره (شکل (۱))، با ابعاد هندسی $R = 50\text{nm}$, $d = 23\text{nm}$ یک طول موج تشدید در ناحیه فروسرخ نزدیک $\lambda = 800\text{nm}$ مشاهده می‌شود که دلیل آن تشدیدهای پلاسمون سطحی ناشی از دوقطبی‌های الکتریکی، مغناطیسی و همچنین چرخشی است. لذا محاسبات مربوط به SHG تنها برای فرکانس دو برابر این فرکانس تشدید انجام شده است. توجه شود که صحت روش شبیه‌سازی در کار قبلی [۶] با مقایسه نتایج به‌دست آمده با کارهای انجام شده در [۸] نشان داده شده است.



شکل ۲: توزیع قطبی بزرگی $E(2\omega)$ در ناحیه دور. نمودار آبی رنگ مربوط به قطبش خطی در راستای y است که با نتایج کارهای قبلی [۸] همخوانی دارد. نمودار قرمز نشان‌دهنده قطبش دایروی است که نمایانگر تشدید متقارن پلاسمون سطحی در دو راستای x و y است.

بیشترین تأثیر را در SHG داشته و تنها با به‌کارگیری آن، نتایج به‌دست آمده تقریباً با نتایج آزمایشگاهی در توافق می‌باشند [۶]. بر همین اساس، در اینجا تنها این مؤلفه برای SHG در نظر گرفته شده است. بنابراین، رابطه نهایی قطبش به‌صورت زیر بیان می‌شود:

$$P_v(2\omega) = \epsilon_0 \chi_{vvv}^{(s)}(\omega, \omega, 2\omega) E_v^2(\omega) \delta(r - R) \quad (3)$$

که E_v مؤلفه عمود بر سطح میدان الکتریکی می‌باشد. توجه شود که تابع دلتای کروکر تأکید می‌کند که این قطبش غیرخطی تنها در مرزها وجود دارد. آشکار است که این قطبش مرتبه دوم سطحی یک منبع محلی بوده و نمی‌توان به روش معمول آن را در معادله موج غیرخطی برای بررسی عددی به کار برد. بر طبق شرایط مرزی تعمیم‌یافته، این قطبش مرتبه دوم یک جریان سطحی و به دنبال آن یک ناپیوستگی در مؤلفه‌های مماسی میدان الکتریکی در مرز به وجود می‌آورد. با الهام از مدل ارائه شده توسط هاینز و سایپ، شرایط مرزی تعمیم‌یافته به علت حضور این جریان سطحی به‌صورت زیر بیان شده است [۷]:

$$\Delta E_t(2\omega) = -\frac{1}{\epsilon_{bg}} \nabla_t P_v(2\omega) \quad (4)$$

که ΔE_t تفاضل مؤلفه‌های مماسی میدان الکتریکی در سطح، ϵ_{bg} ثابت دی‌الکتریک محیط پس‌زمینه، ∇_t مؤلفه مماسی عملگر برداری مشتق و P_v مؤلفه عمودی قطبش غیرخطی در مرز مشترک دو محیط (معادله ۳) می‌باشد. سرانجام با استفاده از مهارت فرمول‌بندی ضعیف در روش عناصر محدود می‌توان از این شرایط مرزی جهت توصیف پدیده‌های مرتبه دوم نوری در مواد تقارن مرکزی بهره برد.

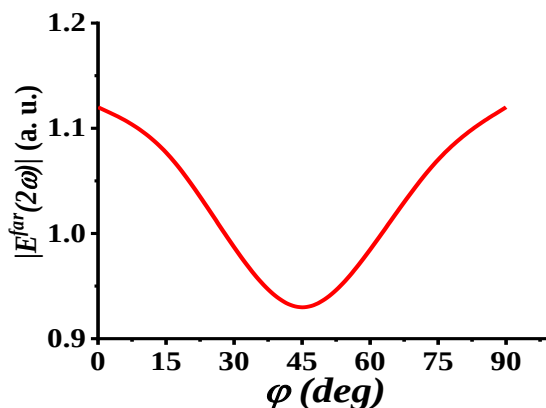
نتایج و بحث

با توجه به شکل (۱)، نانوذره مورد بررسی یک نانوکره CS با هسته‌ای از طلا و پوسته‌ای سیلیکونی می‌باشد. موج تابشی اولیه یک موج تخت است که در راستای محور z انتشار یافته و میدان الکتریکی آن دارای قطبش در صفحه xy است.

مرجع‌ها

- [1] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics*, Fourth Edition, Academic Press, 2020.
- [2] J. Shi et al, "Efficient Second Harmonic Generation in a Hybrid Plasmonic Waveguide by Mode Interactions", *Nano Lett.*, Vol. 19, No. 6, pp. 3838-3845, 2019.
- [3] N. C. Panoiu, et al., "Nonlinear optics in plasmonic nanostructures", *J. Opt.*, Vol. 20, No. 8, pp. 083001, 2018.
- [4] U. Inan, R. Marshall, *Numerical Electromagnetics: The FDTD Method*, Cambridge, 2011.
- [5] W. Greiner: *Classical Electrodynamics*, Springer, New York, 1998.
- [6] Neamat A. Jafari, Ali Bahari, "Optimization of second harmonic generation in Au/Si core-shell nanoparticles", *Photonics and Nanostructures - Fundamentals and Applications*, Vol. 47, pp. 100972, 2021.
- [7] K. N. Reddy, et al., "Revisiting the Boundary Conditions for Second-Harmonic Generation at Metal-Dielectric Interfaces", *J. Opt. Soc. B.*, Vol. 34, No. 9, pp. 1824-1832, 2017.
- [8] Z.J. Yang, et al., "Efficient second-harmonic generation in gold-silicon core shell nanostructures", *Opt. Express*, Vol. 26, No. 5, pp. 5835-5844, 2018.

جهت بررسی اثرات قطبش اولیه بر توزیع و بازده پدیده SHG، نحوه رفتار SH با تغییر اختلاف فاز بررسی شده است. با توجه به نمودارهای شکل (۲) و (۳)، توزیع بزرگی میدان الکتریکی SH، یعنی $E(2\omega)$ تابع اختلاف فاز بوده و نسبت به تغییرات آن بسیار حساس می‌باشد. از طرفی دیگر، با توجه به بزرگی $E(2\omega)$ در ناحیه دور که برحسب اختلاف فاز محاسبه شده، این نتیجه به دست آمده که بازده این پدیده در قطبش خطی نسبت به قطبش دایروی یا بیضوی بیشتر است. دلیل این امر را می‌توان هم‌راستا بودن تشدیدهای پلاسمون سطحی در حالت قطبش خطی معرفی کرد.



شکل ۳: نمودار بزرگی $E(2\omega)$ در میدان دور برحسب اختلاف فاز قطبش نور تابشی. همان‌طور که مشخص است، در زاویه‌های ۰ و ۹۰ درجه که قطبش خطی می‌باشد، این کمیت دارای مقادیر یکسانی بوده که علت آن به تقارن نانوکره برمی‌گردد.

نتیجه‌گیری

در این پژوهش، نحوه شبیه‌سازی پدیده SHG از نانوذرات هسته-پوسته پلاسمونی-دی‌الکتریک با استفاده از روش عددی عناصر محدود توضیح داده شد. با مقایسه این نتایج با کارهای قبلی انجام شده صحت روش انجام کار تأیید شده است. سرانجام وابستگی پدیده SHG به قطبش پرتو تابشی بررسی و نشان داده شده است که با استفاده از تغییر زاویه قطبش نور اولیه می‌توان بازده و نحوه توزیع هارمونیک مرتبه دوم را کنترل نمود. از نتایج این پژوهش می‌توان جهت بهبود ابزارهای نوری مانند نانوحسگرها، نانولیزرها و همچنین در بررسی ساختار مواد در مقیاس نانو بهره برد.

بررسی خودکانونی تابش لیزر پالسی هرمیت-گوسی در پلاسمای کم چگال

مصطفی صادق زاده، داود رئوفی

گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه بوعلی سینا، همدان، ایران

m.sadeghzadeh2012@gmail.com, d_raoufi@yahoo.com

چکیده - این مقاله به بررسی خود کانونی لیزری هرمیت-گوسی از حیث قدرت و فاصله انتشار در پلاسمای کم چگال پرداخته شده است. از ۰ به ۱ و بالاتر شاهد افزایش نتایج نشان می دهد در حالتی که دامنه میدان لیزری بدون تغییر در نظر گرفته شود با افزایش تابع هرمیت و با افزایش قدرت خودکانونی لیزری و همچنین کاهش فاصله انتشار در پلاسمای بوده است. از طرفی با ثابت در نظر گرفتن تابع هرمیتی دامنه میدان لیزری شاهد افزایش در قدرت خودکانونی لیزری و همچنین کاهش فاصله انتشار در پلاسمای بوده است.

کلید واژه- خودکانونی، لیزر پالسی هرمیت-گوسی، شدت لیزر، فرکانس پلاسمای.

Investigation of self-focusing of the Hermit-Gaussian laser pulse radiation in under dense plasma

Mostafa Sadeghzadeh, Davood Raoufi

Physics department, Faculty of Basic Sciences, Bu-Ali Sina University, Hamedan, Iran;

m.sadeghzadeh2012@gmail.com, d_raoufi@yahoo.com

Abstract- The paper investigated the phenomena of self-focusing power and propagation distance of self-focusing in underdense plasma using Hermit-Gaussian laser pulse. In our research, we revealed that the self-focusing is stronger and propagation distance of self-focusing decreases as the Hermit mode indexed value increases from 0 to 1 and higher, regardless of Initial amplitude of electric field of Hermit-Gaussian. In other condition, we observed that the self-focusing is stronger and propagation distance of self-focusing decreases as the Initial amplitude of electric field of Hermit-Gaussian increases, by keeping fixed of Hermit mode indexed value.

Keywords: Self-focusing, Hermit-Gaussian laser pulse, Laser intensity, Plasma frequency.

مقدمه

برهم‌کنش‌های تابش‌های الکترومغناطیسی شدت بالا با پلاسما باعث به وجود آمدن اثرهای غیرخطی اپتیکی می‌شود. پدیده خودکانونی (Self-focusing) تابش لیزر یکی از مهم‌ترین اثرات غیرخطی اپتیکی می‌باشد که این مهم به دلیل کاربردهایش در برهم‌کنش لیزر- پلاسما می‌باشد. خودکانونی تابش لیزرهای پرشدت و توان بالا باعث کاهش واگرایی پراش پرتو در محیط پلاسما می‌شود [۱]. در حالت کلی خودکانونی تابش لیزر به ویژگی‌های محیط و پهنای پالس لیزر وابسته می‌باشد.

مدل سازی معادلات برای شبیه سازی عددی

برای بررسی پدیده خودکانونی لیزری در پلاسما ابتدا به سراغ معادلات ماکسول می‌رویم که به صورت زیر می‌باشد:

باشد:

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \frac{1}{c} \frac{\partial E}{\partial t} - \frac{4\pi e}{c} n_e v \quad (1)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 4\pi e (n_e - n_{0e}) \quad (2)$$

برای امواج الکترومغناطیسی لیزری پارامتر پتانسیل برداری A به صورت رابطه $\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}$ و پتانسیل اسکالر ϕ با رابطه $\vec{E} = -\vec{\nabla} \phi - \frac{1}{c} \frac{\partial A}{\partial t}$ تعریف می‌شوند که e ، n_e و v به ترتیب بار الکترون، چگالی الکترونی اختلالی و سرعت الکترون می‌باشند. معادلات دینامیکی حاکم بر محیط پلاسما به صورت رابطه زیر می‌باشند.

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \left(\frac{n_e P}{\gamma m} \right) = 0 \quad (3)$$

$$\frac{\partial \vec{P}}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} (P) = -e \left[\vec{E} + \frac{1}{c} \vec{v} \times \vec{B} \right] \quad (4)$$

کمیت γ معرف فاکتور نسبیتی که با رابطه $\gamma = (1 - \frac{v^2}{c^2})^{-\frac{1}{2}}$ نشان داده می‌شود. با معرفی کمیت‌های بدون بعد (نرمالیزه) از

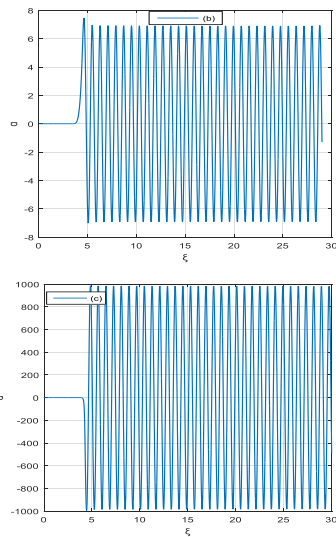
$$\text{جمله: } \phi = \frac{e\varphi}{mc^2}, a = \frac{eA}{mc^2}, n = \frac{n_e}{n_{0e}}, \beta = \frac{v}{c}$$

β بیانگر نسبت سرعت‌ها، n چگالی الکترونی پلاسما، a شدت میدان لیزری، ϕ پتانسیل اسکالر (پتانسیل امواج عقبه (Wakefield)) می‌باشد. با تعریف کمیت‌های ذکر شده و قرار دادن این کمیت‌ها در معادلات (۱) تا (۴) و همچنین فرضیه‌هایی جهت ساده‌تر نمودن حل مساله در نظر گرفته می‌شود که اولاً انتشار امواج پالسی لیزر هرمیت-گوسی در راستای z دستگاه مختصات دکارتی در نظر گرفته می‌شود. دوماً تغییرات مکانی میدان‌های لیزری فرودی در پلاسما در دستگاه مختصات دکارتی با رابطه $\xi = (z - v_g t)$ و از طرفی با اعمال تقریب WKB دو معادله دیفرانسیلی مرتبه دوم کوپل شده به دست می‌آید که به صورت رابطه (۵) و (۶) می‌باشد.

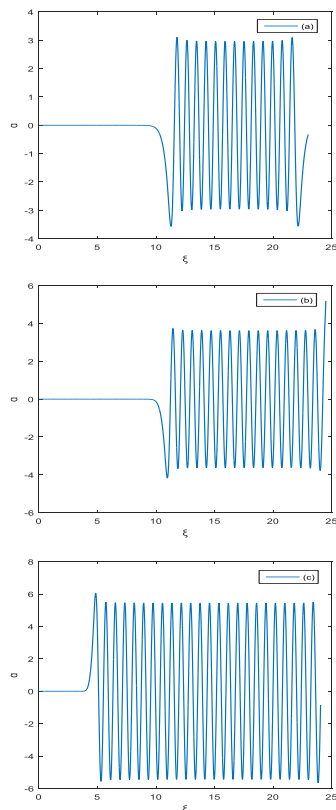
$$\frac{d^2 a}{d\xi^2} + \omega^2 a = \left(\frac{(\beta_g)^2}{\left(\sqrt{1+(a_0)^2} + \phi \right)^2 - (1-(\beta_g)^2)(1+a^2)} \right)^{\frac{1}{2}} \times \frac{a}{1-(\beta_g)^2} \quad (5)$$

$$\frac{d^2 \phi}{d\xi^2} = \left(\frac{\beta_g}{1-(\beta_g)^2} \right) \times \left(\left(\sqrt{1+(a_0)^2} + \phi \right)^2 - (1-(\beta_g)^2)(1+a^2) \right)^{-\frac{1}{2}} \times \left(\sqrt{1+(a_0)^2} + \phi \right) - \frac{1}{1-(\beta_g)^2} \quad (6)$$

کمیت a_0 نمایانگر شدت اولیه لیزر هرمیت-گوسی فرودی به محیط پلاسما می‌باشد که رابطه آن با میدان الکتریکی لیزر فرودی به صورت رابطه (۷) می‌باشد:



شکل ۱: تغییرات شدت میدان لیزری بر حسب مکان در حالت (a) $s=0$ ، (b) $s=1$ و (c) $s=2$ ،



شکل ۲: تغییرات شدت میدان لیزری با تابع هرمیتی $s=0$ بر حسب مکان در حالت (a) $E_0=2.15$ ، (b) $E_0=4.30$ و (c) $E_0=8.60$

$$a_0 = \frac{e |\bar{E}|}{m \omega_0 c} \quad (7)$$

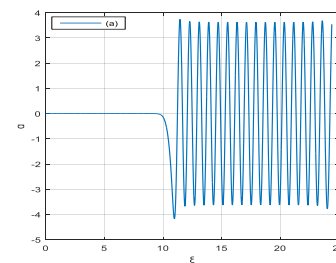
از طرفی میدان الکتریکی برداری لیزر پالسی هرمیت-گوسی به صورت رابطه (۸) می‌باشد که در این رابطه پارامترهای L ، E_0 ، r_0 و s به ترتیب بیانگر دامنه میدان الکتریکی لیزر، طول پالس لیزر، قطر کمر باریکه لیزر و شاخص مد چند جمله‌ای هرمیت که مقادیر s شامل ۰، ۱، ۲ و ... می‌باشد [۲].

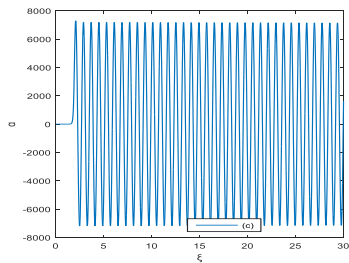
$$\bar{E} = \hat{x} E_0 \exp\left(-\frac{(\xi - \frac{L}{2})^2}{r_0^2}\right) \times H_s \left[\frac{\sqrt{2}(\xi - \frac{L}{2})}{r_0} \right]; 0 \leq \xi \leq L \quad (8)$$

کمیت‌های ω و β_g در معادلات (۵) و (۶) به ترتیب بیانگر نسبت فرکانس پلاسما به فرکانس لیزر فرودی $\omega = \frac{\omega_0}{\omega_p}$ و

نسبت سرعت گروه به سرعت نور $\beta_g = \frac{v_g}{c} = (1 - (\frac{\omega_p}{\omega_0})^2)^{\frac{1}{2}}$

می‌باشد. با حل عددی دو معادله (۵) و (۶) می‌توانیم به تغییرات مکانی شدت میدان‌های لیزری هرمیت-گوسی و همچنین خودکانونی از حیث قدرت و فاصله انتشار آن در پلاسما پی ببریم.





شکل ۴: تغییرات شدت میدان لیزری با تابع هرمیتی $s=2$ بر حسب

مکان در حالت (a) $E_0 = 2.15$ ، (b) $E_0 = 4.30$ و (c) $E_0 = 8.60$

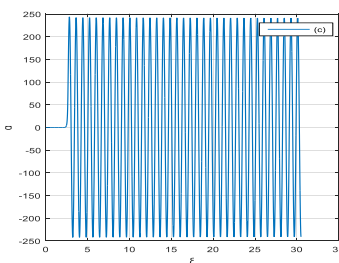
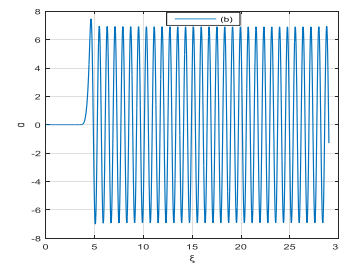
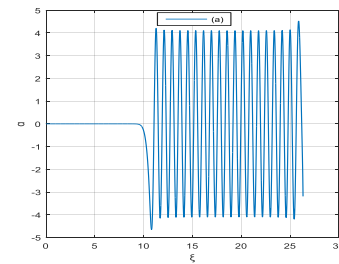
در این مقاله پارامتر طول پالس لیزر L ، قطر کمر باریکه لیزر r_0 ، فرکانس لیزر ω_0 ، فرکانس پلاسما ω_p و طول موج لیزر به ترتیب برابر $4\pi/10$ میکرومتر، $33/74$ میکرومتر، 178 تراهرتز، 25 تراهرتز و $10/6$ میکرومتر در نظر گرفته شده است. در شکل (۱) تغییرات شدت میدان لیزری بر حسب مکان در سه حالت تابع هرمیتی $s=0$ ، $s=1$ و $s=2$ که E_0 برابر $4/30$ ولت بر متر می باشد. در شکل (۲)، (۳) و (۴) تغییرات شدت میدان لیزری بر حسب مکان در سه حالت دامنه میدان لیزری متفاوت $2/15$ ، $4/30$ و $8/60$ ولت بر متر که به ترتیب برای تابع هرمیتی $s=0$ ، $s=1$ و $s=2$ می باشد.

نتیجه گیری

خودکانونی لیزری در حالت ثابت بودن دامنه میدان لیزری فرودی به پلاسما با افزایش تابع هرمیتی s از 0 به 1 و از 1 به 2 از حیث قدرت رو به افزایش و از حیث فاصله انتشار در کمترین فاصله انتشار و در حالت ثابت بودن تابع هرمیتی s با افزایش دامنه میدان لیزری از حیث قدرت رو به افزایش و از حیث فاصله انتشار در کمترین فاصله انتشار می یابد.

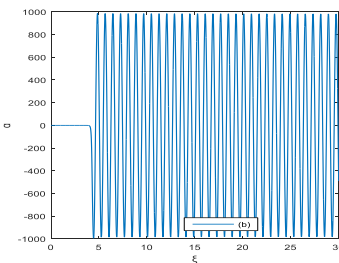
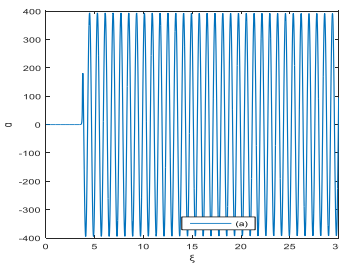
مرجع ها

- [1] S. S. Pati, Self-focusing of Laguerre–Gaussian laser beams in collisionless plasma, *J Opt*, 2024
- [2] Lalita Devi, Self-focusing and defocusing phenomena of super-Gaussian laser beams in plasmas carrying density gradient, *J Opt*, 2023.



شکل ۳: تغییرات شدت میدان لیزری با تابع هرمیتی $s=1$ بر حسب

مکان در حالت (a) $E_0 = 2.15$ ، (b) $E_0 = 4.30$ و (c) $E_0 = 8.60$



بررسی کارایی روش شبیه سازی طیف زاویه ای در کانونی شدگی های شدید

علی رفیعی^{۱،۲} احسان احدی اخلاقی^۱، فائقه حاجی زاده^۲

^۱دانشکده فیزیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان، زنجان، ایران

^۲مرکز پژوهشی اپتیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان، زنجان، ایران

alirafiee@iasbs.ac.ir, e.a.akhlaghi@iasbs.ac.ir, hajizade@iasbs.ac.ir

چکیده - در این پژوهش، دقت و کارایی روش طیف زاویه ای برای شبیه سازی انتشار میدان الکتریکی یک باریکه ی نوری در گشودگی های عددی بالا ارزیابی شده است. به منظور بررسی صحت این روش، نتایج آن با یک روش تحلیلی معتبر مقایسه گردیده است. توزیع شدت میدان های الکتریکی شبیه سازی شده به کمک روش طیف زاویه ای و روش تحلیلی در گشودگی های عددی بالا مورد تحلیل و مقایسه قرار گرفته اند. علاوه بر این، تغییرات پهنای کامل در نصف بیشینه (FWHM) در گشودگی های عددی مختلف بررسی شده است. یافته ها نشان می دهد که روش طیف زاویه ای از دقت بالایی در شبیه سازی انتشار در گشودگی های عددی بالا برخوردار بوده و نتایج آن با روش تحلیلی هم پوشانی خوبی دارد. بنابراین، این روش به عنوان یک ابزار کارآمد برای شبیه سازی انتشار نور در سامانه های کانونی کننده قوی قابل استفاده است.

کلید واژه-انتشار نور، توزیع شدت، روش طیف زاویه ای، شبیه سازی، گشودگی عددی بالا، میدان الکتریکی.

Efficiency Assessment of the Angular Spectrum Method in Tight Focusing

Ali Rafiee^{1,2}, Ehsan Ahadi Akhlaghi^{1,2}, Faegheh Hajizadeh^{1,2}

¹Department of Physics, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences (IASBS), Zanjan, Iran

²Optics Research Center, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences (IASBS), Zanjan, Iran.

alirafiee@iasbs.ac.ir, e.a.akhlaghi@iasbs.ac.ir, hajizade@iasbs.ac.ir

Abstract- In this study, the accuracy and efficiency of the angular spectrum method for simulating the propagation of the electric field of a light beam in high numerical apertures have been evaluated. To validate this method, its results have been compared with a reliable analytical approach. The intensity distribution of electric fields simulated using the angular spectrum method and the analytical method has been analyzed and compared in high numerical apertures. Furthermore, variations in the full width at half maximum (FWHM) across different numerical apertures have been investigated. The findings show that the angular spectrum method exhibits high accuracy in simulating propagation in high numerical apertures and demonstrates good agreement with the analytical approach. Thus, this method can be employed as an effective tool for simulating light propagation in strongly focusing optical systems.

Keywords: Angular Spectrum Method, Electric Field, High Numerical Aperture, Intensity Distribution, Light Propagation, Simulation.

مقدمه

برای بسیاری از کاربردها مانند تله اندازی نوری، میکروسکوپی با وضوح بالا و نانو لیتوگرافی، استفاده از نور با گشودگی عددی بالا ضروری است. بنابراین، بررسی روش های عددی و تحلیلی برای درک بهتر رفتار نور کانونی شده، به ویژه هنگام عبور از موانع و محیط های مختلف، از اهمیت زیادی برخوردار است [1].

روش های تحلیلی از عبارات ریاضی و تقریب ها برای محاسبه ی انتشار نور استفاده می کنند و اغلب بر راه حل های شناخته شده ی معادلات ماکسول متکی هستند. روش های تحلیلی اغلب برای هندسه های خاص یا فرضیات خاصی اعمال می شوند که محدودیت های آن ها را افزایش می دهد. همچنین همه ی مسائل انتشار، به ویژه برای سامانه های پیچیده، راه حل های بسته ندارند [2,3].

شبیه سازی انتشار میدان نوری در محیط های مختلف، موضوعی کلیدی در حوزه ی اپتیک و فوتونیک است که به دلیل کاربردهای گسترده اش در زمینه هایی مانند ارتباطات نوری، پردازش تصویر و سامانه های لیزری توجه زیادی را به خود جلب کرده است [1]. یکی از روش های شبیه سازی متداول و مؤثر در این زمینه، روش طیف زاویه ای است. این روش ابزار محاسباتی پرکاربردی محسوب می شود که در شبیه سازی انتشار امواج، به ویژه در حوزه های اپتیک و صوت شناسی، برای مدل سازی انتشار موج در محیط های گوناگون و بررسی اثرات پراش و تداخل به کار می رود. روش طیف زاویه ای امکان انجام محاسبات کارآمد برای انتشار میدان در فواصل مختلف را فراهم می کند. این روش که بر اساس اصول اپتیک فوریه عمل می کند، قابلیت پردازش بسامدهای فضایی بالا را دارد و برای کاربردهایی در سامانه های نوری با وضوح بالا، هولوگرافی و تحلیل پراش در میکروسکوپی بسیار ارزشمند است [4]. این روش به طور خاص در محیط های همگن عملکرد بسیار خوبی دارد و می تواند مسائل میدان نزدیک و میدان دور را بدون نیاز به شرایط مرزی پیچیده به طور کارآمد مدل سازی کند [5].

در این پژوهش، برای بررسی صحت روش شبیه سازی در شرایط گشودگی عددی بالا و نور به شدت کانونی شده، مقایسه ای بین روش شبیه سازی و روش تحلیلی با استفاده از نرم افزار متلب انجام شده است. نتایج نشان می دهد که روش طیف زاویه ای به خوبی می تواند در گشودگی عددی بالا عملکرد قابل قبولی ارائه دهد.

مبانی نظری

روش تحلیلی بر پایه ی three-dimensional Intensity Point-Spread Function (3D IPSF) است. این روش شرایطی را بررسی می کند که در آن یک باریکه ی لیزر در اثر عبور از عدسی شیئی میکروسکوپ به شدت کانونی می شود. روش تحلیلی، الگوی پراش در ناحیه ی کانونی یک عدسی شیئی را در حضور ابیراهی کروی ناشی از عدم تطابق ضریب شکست بین دو محیط شیشه و آب محاسبه می کند. رابطه ی تحلیلی به صورت [6]:

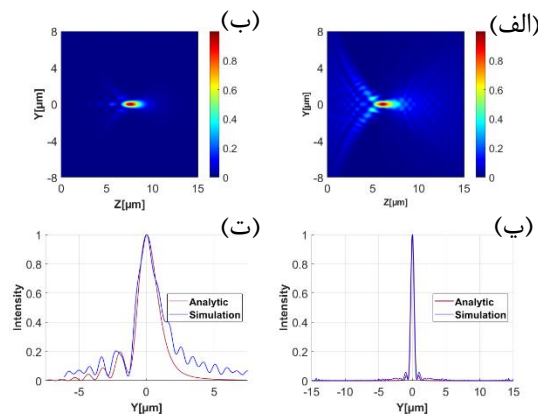
$$E = \int_0^\alpha \exp(-\kappa \rho^2) (\cos \theta_1)^{\frac{1}{2}} \sin \theta_1 \exp[ik_0 d(n_1 \cos \theta_1 - n_2 \cos \theta_2)] (\tau_s + \tau_p \cos \theta_2) J_0(k_0 n_2 r \sin \theta_1) \exp(-ik_0 n_2 z \cos \theta_2) d\theta_1 \quad (1)$$

تعریف می شود که در آن E میدان الکتریکی انتشار یافته، α بیشینه زاویه ی پذیرش عدسی شیئی، κ ضریب تضعیف، θ_1 زاویه ی فرود، θ_2 زاویه ی شکست، k_0 عدد موج، n_1 و n_2 به ترتیب ضرایب شکست شیشه و آب، d کانون ظاهری، τ_p و τ_s ضرایب بازتاب فرنل برای دو قطبش s و p ، r فاصله ی شعاعی و z طول انتشار است. همچنین در این رابطه $\rho = f \sin \theta_1$ که f به عنوان فاصله ی کانونی عدسی شیئی تعریف می شود [6].

روش طیف زاویه ای بر پایه ی تبدیل فوریه است. در ابتدا تبدیل فوریه ی موج فرودی محاسبه و به مجموعه ای از امواج تخت با دامنه و بسامدهای مختلف تجزیه می شود [2]:

نتایج

در ابتدا نتایج انتشار دو روش در بازه‌ی ۱۵ میکرومتر مورد بررسی قرار گرفته‌اند. این نتایج به صورت توزیع شدت میدان الکتریکی در راستای انتشار ثبت شده‌اند. همچنین به منظور بررسی دقیق‌تر، پروفایل‌های شدت میدان الکتریکی برای دو راستای محوری و عرضی به دست آمده است.



شکل ۱: توزیع شدت میدان الکتریکی منتشر شده برای روش‌های (الف) شبیه‌سازی و (ب) تحلیلی. پروفایل شدت میدان الکتریکی در (پ) راستای عرضی و (ت) راستای محوری.

شکل ۱(الف)، توزیع شدت میدان الکتریکی به دست آمده از روش‌های تحلیلی در گشودگی عددی ۱/۳ را نشان می‌دهد. می‌توان مشاهده کرد که روش تحلیلی تأثیر ابیراهی حاصل از اختلاف ضریب شکست و اثرات پراش را به خوبی نشان می‌دهد. شکل ۱(ب)، توزیع شدت میدان الکتریکی حاصل از روش طیف زاویه‌ای را در همان گشودگی عددی نشان می‌دهد. مشاهده می‌شود که در نتیجه‌ی شبیه‌سازی نیز اثرات پراش و ابیراهی ناشی از اختلاف ضریب شکست دیده می‌شود. روند انتشار در هر دو روش تشابه قابل قبولی با یکدیگر دارد. بیشینه شدت‌های نتایج دو روش به میزان ۱/۵ میکرومتر با یکدیگر تفاوت دارند که تطابق قابل قبولی را به ما نشان می‌دهد. شکل ۱(پ)، پروفایل شدت میدان الکتریکی در راستای عرضی برای هر دو روش را نشان می‌دهد. هم‌پوشانی کامل پروفایل هر دو نتیجه قابل مشاهده است. در شکل ۱(ت)، پروفایل راستای محوری هر دو روش نشان داده شده است.

$$\tilde{E}_0 = \iint_{-\infty}^{+\infty} E_0 \exp(-i2\pi(f_x x + f_y y)) dx dy \quad (2)$$

که در آن E_0 میدان الکتریکی اولیه و f_x و f_y بسامدهای فضایی هستند. سپس لازم است هر یک از این امواج تخت تا مکان موردنظر انتشار یابند. جهت انتشار امواج تخت از تابع انتشار در فضای بسامد فضایی استفاده می‌شود [2]:

$$H(f_x, f_y) = \exp\left(-i2\pi D_z \sqrt{\lambda^{-2} - f_x^2 - f_y^2}\right) \quad (3)$$

که در رابطه‌ی ۳، D_z فاصله‌ی انتشار و λ طول موج تعریف می‌شود. حاصل ضرب تبدیل فوریه‌ی موج فرودی در تابع انتشار، موج‌های تخت انتشار یافته در فضای بسامد فضایی خواهد بود. در نهایت تبدیل فوریه‌ی معکوس این حاصل ضرب محاسبه می‌شود [2]:

$$E = \iint_{-\infty}^{+\infty} \tilde{E}_0 \exp(i2\pi(f_x x + f_y y)) df_x df_y \quad (4)$$

که در آن E میدان الکتریکی منتشر شده است. با محاسبه‌ی تبدیل فوریه‌ی معکوس، برهم‌نهی موج‌های تخت در فاصله‌ی مورد نظر و یا به عبارت دیگر، موج انتشار یافته به دست می‌آید [2].

مبانی شبیه‌سازی

در این پژوهش، پیاده‌سازی روش‌های طیف زاویه‌ای و تحلیلی با استفاده از نرم‌افزار متلب انجام شده است. برای بررسی صحت پاسخگویی روش طیف زاویه‌ای در گشودگی عددی‌های بالا، در ابتدا یک میدان الکتریکی اولیه ساخته شد. سپس این میدان اولیه توسط هر دو روش تحلیلی و شبیه‌سازی انتشار داده شد. در ادامه نتایج روش طیف زاویه‌ای با روش تحلیلی مورد مقایسه قرار گرفته است.

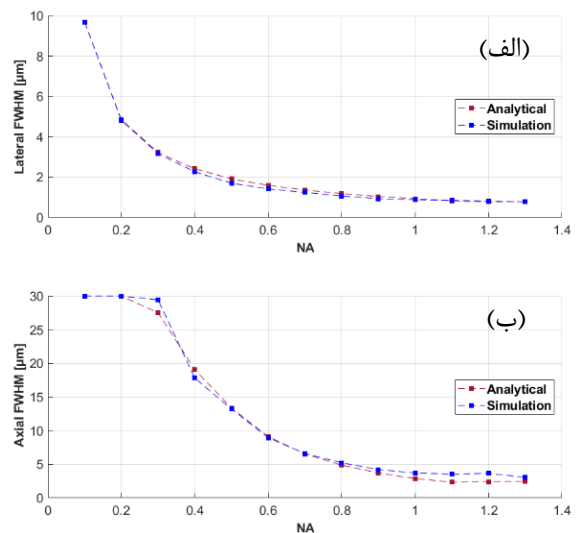
شیئی میکروسکوپ به شدت کانونی می شود. با مقایسه ی توزیع شدت های حاصل از روش تحلیلی و طیف زاویه ای، مشخص شد که روش طیف زاویه ای در گشودگی های عددی بالا عملکرد مطلوبی دارد. همچنین به منظور بررسی دقیق تر، تغییرات FWHM لکه ی کانونی در گشودگی عددی های مختلف مورد بررسی قرار گرفت. مشاهده گردید که تغییرات FWHM روش طیف زاویه ای به میزان قابل توجهی با روش تحلیلی تطابق دارد. از این رو می توان نتیجه گرفت که روش طیف زاویه ای، علاوه بر روش های تحلیلی که برای شرایط و هندسه خاصی کارآمد هستند، می تواند برای انتشار میدان الکتریکی در محیط ها و موانع مختلف به کار رود.

مرجع ها

- [3] F. Wyrowski, "Diffraction optical elements: iterative calculation of quantized, blazed phase structures," J. Opt. Soc. Am. A, Vol. 7, No. 6, pp. 961-969, 1990.
- [4] B. E. A. Saleh, M. C. Teich, *Fundamentals of Photonics*, Wiley, 2007.
- [5] J. A. Kong, *Electromagnetic Wave Theory*, Cambridge University Press, 2008.
- [6] J. W. Goodman, *Introduction to Fourier Optics*, 3rd ed., Cambridge University Press, 2005.
- [7] M. Born, E. Wolf, *Principles of Optics*, 7th ed., Cambridge University Press, 1999.
- [8] P. C. Ke, M. Gu, "Characterization of trapping force in the presence of spherical aberration," J. Mod. Opt., Vol. 45, No. 10, pp. 2159-2168, 1998.

می توان تطابق نتایج شبیه سازی و تحلیلی را در اینجا نیز مشاهده کرد.

برای بررسی دقیق تر صحت پاسخگویی روش طیف زاویه ای، به محاسبه تغییرات FWHM لکه ی کانونی برای ۱۳ گشودگی عددی پرداخته شد. شکل ۲(الف)، تغییرات FWHM راستای عرضی لکه ی کانونی را بر حسب گشودگی عددی نشان می دهد. نتایج حاصل از شبیه سازی و رابطه ی تحلیلی، تطابق بسیار خوبی با یکدیگر دارند. همچنین در شکل ۲(ب)، تطابق تغییرات FWHM در راستای محوری لکه کانونی نیز مشاهده می شود. این تطابق نشان می دهد که علاوه بر شباهت کلی در روند انتشار، جزئیات دقیق انتشار نیز در روش طیف زاویه ای و روش تحلیلی با یکدیگر منطبق بوده و صحت عملکرد روش طیف زاویه ای را در گشودگی های عددی بالا تأیید می کند.



شکل ۲: نمودار تغییرات FWHM (الف) راستای عرضی و (ب) راستای محوری لکه ی کانونی برای دو روش تحلیلی و طیف زاویه ای.

نتیجه گیری

در این پژوهش، صحت انتشار میدان الکتریکی در شرایط گشودگی عددی بالا توسط روش طیف زاویه ای با استفاده از نرم افزار متلب بررسی شده است. برای انجام این ارزیابی، از یک روش تحلیلی استفاده شد که در آن یک باریکه ی لیزر در اثر عبور از عدسی

بررسی تأثیر پدیده‌های غباری بر دمای سطحی جو در صحرای عربستان با استفاده از داده‌های شیدسنج خورشیدی

مهسا جهانگیری^۱، حمیدرضا خالصی فرد^۲

^۱دانشکده فیزیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی در علوم پایه، زنجان، ایران.

^۲پژوهشکده تغییر اقلیم و گرمایش زمین، دانشگاه تحصیلات تکمیلی در علوم پایه، زنجان، ایران.

mahsajh@iasbs.ac.ir, khalesi@iasbs.ac.ir

چکیده - تغییرات دمای سطح جو زمین می‌تواند تحت تأثیر رویدادهای گردوغبار، به‌ویژه در مناطق خشک و نیمه‌خشک، قرار گیرد. این مقاله با استفاده از داده‌های شیدسنج خورشیدی سه ایستگاه بحرین، KAUST Campus و Solar Village، تأثیر گردوغبار را بر دمای سطح جو در صحرای عربستان بررسی می‌کند. به این منظور، همبستگی میان رویدادهای گردوغبار و تغییرات دما از طریق تحلیل داده‌های عمق اپتیکی هواویز در طول موج ۸۷۰ نانومتر و نمای آنگستروم با استفاده از اندازه‌گیری‌های ۴۴۰ و ۸۷۰ نانومتر مورد ارزیابی قرار گرفته است. نتایج نشان می‌دهد که در ماه‌های گرم سال، شرایط آب‌وهوایی خشک در نواحی بیابانی به افزایش فعالیت گردوغبار می‌انجامد، درحالی‌که در زمستان، به دلیل رطوبت بالاتر، این پدیده‌ها کاهش می‌یابند. همچنین، بررسی‌های موردی حاکی از همبستگی معکوس بین AOD و دما است. این یافته‌ها نقش گردوغبار را در تغییرات اقلیمی و تأثیرات منطقه‌ای آن بر تعادل تابشی جو تأیید می‌کند.

کلید واژه- شیدسنج خورشیدی، عمق اپتیکی، غبار، نمای آنگستروم، هواویز.

Investigating impacts of dust events on the surface temperature of the atmosphere in the Arabian Desert using sun photometer data

Mahsa Jahangiri¹, Hamid R. Khalesifard^{1,2}

¹Department of Physics, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences (IASBS), Zanjan, Iran.

²Center for Research in Climate Change and Global Warming (CRCC), IASBS, Zanjan, Iran.

Abstract- Earth's surface air temperature changes can be affected by dust events, especially in arid and semi-arid regions. This study investigates the impact of dust events on the surface temperature of the Earth's atmosphere in the Arabian Desert using sun photometer data from three stations: Bahrain, KAUST Campus, and Solar Village. The correlation between dust events and temperature variations was evaluated by analysis of the aerosol optical depth at 870 nm and the Angstrom exponent using measurements at 440 and 870 nm. Results indicate that during warmer months, dry weather conditions in desert regions lead to increased dust activity, while in winter, higher humidity reduces these events. Case studies reveal an inverse correlation between AOD and temperature. These findings confirm the role of dust in climate change and its regional impacts on atmospheric radiation equilibrium.

Keywords: AERONET, Angstrom Exponent, Dust, Optical Depth, Sun Photometer.

مقدمه

هواویزها ذرات ریز معلق در جو هستند که می‌توانند تابش فرودی خورشید را پراکنده یا جذب کنند و بر بودجه‌ی تابشی جو تأثیر بگذارند. این امر بسته به عواملی مانند اندازه و ترکیب ذرات، می‌تواند سبب گرم یا سرد شدن منطقه شود [1,2]. هواویزها از منابع طبیعی و انسانی تشکیل شده‌اند. گردوغبار یکی از منابع طبیعی هواویزها است. گردوغبار عموماً از نواحی خشک و نیمه‌خشک سرچشمه می‌گیرد؛ جایی که سطح خاک خشک و بی‌پوشش است و به راحتی در اثر وزش باد فرسایش می‌یابد. پدیده‌های غباری با برهم‌زدن تعادل تابشی و ایجاد مخاطراتی برای سلامت عمومی، نقش مهمی در تغییرات اقلیمی هر منطقه ایفا می‌کنند [2].

تأثیر رویدادهای غباری، در ایستگاه‌های دانشگاه کویت و IASBS زنجان، به صورت کاهش قابل توجه دمای هوا مشاهده شده است که نشان‌دهنده‌ی نقش مستقیم گردوغبار در تغییرات دمای سطح جو است [3].

در این پژوهش، هدف بررسی تأثیر گردوغبار بر دمای سطح جو در صحرای عربستان است. در این راستا، داده‌های عمق اپتیکی هواویز (AOD) و نمای آنگستروم (AE) توسط ایستگاه‌های شیدسنج خورشیدی شبکه‌ی AERONET (بحرین، Solar Village و دانشگاه علم و صنعت ملک عبدالله (KAUST Campus) در عربستان) دریافت شده‌اند. نقش پدیده‌های غباری در تغییرات دما به کمک همبستگی AOD با دما در چند روز قبل و بعد از رویداد گردوغبار مشخص شده است.

ابزار مطالعه و داده‌ها

شیدسنج خورشیدی، یک سنجنده‌ی غیرعامل است که تابش خورشید و تابش آسمان (تابش پراکنده شده) را در طول موج‌های مختلف اندازه‌گیری می‌کند. این سنجنده در پنج طول موج ۴۴۰، ۶۷۰، ۸۷۰، ۹۳۶ و ۱۰۲۰ نانومتر قابل استفاده است [1,4]. AOD و AE از معیارهای مهم برای بررسی ویژگی هواویزها

هستند. AOD به میزان کاهش شدت نور، هنگام عبور از یک محیط اشاره دارد. این کمیت به درک بهتر پراکندگی و جذب تابش خورشیدی توسط هواویزها کمک می‌کند. از سوی دیگر، AE توزیع اندازه‌ی ذرات هواویز را مشخص می‌کند [5].

در این مطالعه، از مقادیر AOD استخراج شده از شیدسنج خورشیدی در طول موج ۸۷۰ نانومتر، AE محاسبه شده از اندازه‌گیری‌های ۴۴۰ و ۸۷۰ نانومتر و دمای گزارش شده از شبکه‌ی AERONET در سه ایستگاه شیدسنج خورشیدی واقع در صحرای عربستان (شکل ۱) استفاده شده است.



شکل ۱: موقعیت جغرافیایی سه ایستگاه شیدسنج خورشیدی مورد مطالعه (بالن‌های قرمز)

در شکل ۱ موقعیت جغرافیایی ایستگاه‌های شیدسنج خورشیدی مورد بررسی شامل بحرین (۲۶/۲ درجه‌ی شمالی و ۵۰/۶ درجه‌ی شرقی)، KAUST Campus (۲۲/۳ درجه‌ی شمالی و ۳۹/۱ درجه‌ی شرقی) و Solar Village (۲۴/۹ درجه‌ی شمالی و ۴۶/۴ درجه‌ی شرقی) نشان داده شده‌اند.

نتایج و بحث

با استفاده از نرم‌افزار متلب، همبستگی زمانی پدیده‌های غباری و دما بر اساس همبستگی پیرسون بررسی شده است. بازه‌ی زمانی مطالعه‌ی داده‌ها در سه ایستگاه شیدسنج خورشیدی بحرین از سال ۱۹۹۸ تا ۲۰۱۱، KAUST Campus از سال ۲۰۱۲ تا ۲۰۲۳ و Solar Village از سال ۱۹۹۹ تا ۲۰۱۵ است که در برخی روزها داده‌ای ثبت نشده است. داده‌های AOD، AE و

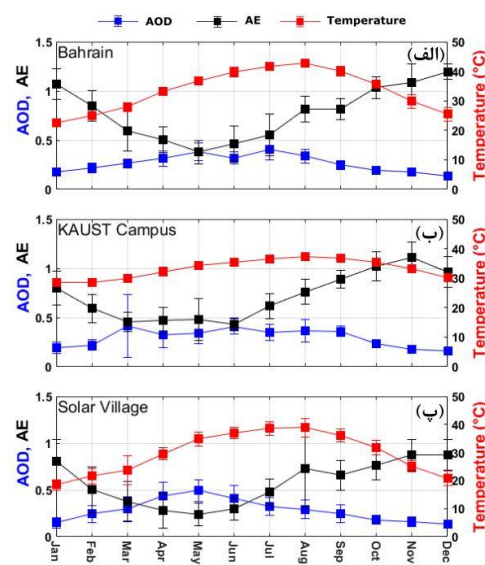
۰/۳۸ و ۰/۴۱ بیشترین مقدار را دارد. درحالی که AE در ماه مه با مقدار ۰/۳۸ کمترین مقدار را نشان می‌دهد و بیشینه‌ی دما در اوت، به حدود ۴۳ درجه سلسیوس می‌رسد. در شکل ۲ (ب) نمودار مربوط به ایستگاه KAUST Campus مشاهده می‌شود که AOD در ماه مارس و ژوئن حدود ۰/۴۱ بیشترین مقدار و درحالی که AE در ماه ژوئن با مقدار ۰/۴۳ کمترین مقدار را دارد و بیشینه‌ی دما در اوت، به حدود ۳۷ درجه سلسیوس می‌رسد. شکل ۲ (پ) نمایانگر تغییرات در ایستگاه Solar Village است که بیشترین مقدار AOD در ماه مه حدود ۰/۵۰ ثبت شده است. در مقابل، AE در این ماه با مقدار ۰/۲۳ به کمینه‌ی خود می‌رسد و بیشینه‌ی دما مشابه دو ایستگاه قبلی در اوت، حدود ۳۹ درجه سلسیوس ثبت شده است. ماه‌هایی که بیشینه و کمینه مقدار کمیت‌های AOD، AE و دما را دارند در جدول ۱ نشان داده شده است.

جدول ۱: ماه‌های شامل بیشینه و کمینه مقادیر AOD، AE و دما (Temp) در سه ایستگاه AERONET در بازه‌های زمانی مورد مطالعه

AERONET Sites	AOD		AE		Temp	
	Max	Min	Max	Min	Max	Min
Bahrain	Jul	Dec	Dec	May	Aug	Jan
KAUST Campus	Jun	Dec	Nov	Jun	Aug	Feb
Solar Village	May	Dec	Dec	May	Aug	Jan

بر اساس شکل ۲ و نتایجی که در جدول ۱ آورده شده است، در هر سه ایستگاه AERONET (بحرین، KAUST Campus و Solar Village)، AOD، AE و دما الگوهای فصلی مشخصی را نشان می‌دهند. دما به طور مداوم در طول ماه‌های تابستان (ژوئن تا اوت) به بیشینه‌ی خود حدود ۳۵ تا ۴۵ درجه سلسیوس می‌رسد. درحالی که ماه‌های زمستان (دسامبر تا فوریه) کمترین دما را دارند. AOD هم از یک‌روند فصلی مشابه پیروی می‌کند. در ماه‌های

دما دریافت شده از شبکه‌ی AERONET با توجه به هم‌زمانی با سایر داده‌ها انتخاب شده‌اند. در این بررسی میانگین دمای روزانه در ساعت‌های ۹:۳۰، ۱۲:۳۰ و ۱۵:۳۰ در نظر گرفته شده است. رویدادهای گردوغبار با توجه به مقادیر AOD و AE شناسایی شده‌اند؛ زمانی که مقدار AOD بیش‌تر از ۰/۳۵ و مقدار AE کم‌تر از ۰/۵ است، این شرایط به‌عنوان یک رویداد غباری شناسایی می‌شود [1]. طبق این شرط در ایستگاه‌های بحرین، KAUST Campus و Solar Village به ترتیب ۶۳، ۳۱۷ و ۴۷۲ رویدادهای غباری شناسایی شدند که به ترتیب ۳۲، ۱۳۱ و ۱۶۵ مورد از آن‌ها با توجه به شرایط میزان پوشش ابر و رویدادهای ادامه‌دار بررسی شده است. تغییرات ماهانه‌ی کمیت‌های AOD، AE و دما در بازه‌ی زمانی مورد مطالعه، در شکل ۲ نمایش داده شده است.



شکل ۲: نمودار میانگین ماهانه‌ی AOD (نقاط آبی رنگ)، AE (نقاط مشکی رنگ) و دما (نقاط قرمز رنگ) در ایستگاه‌های (الف) بحرین در بازه‌ی زمانی ۱۹۹۸ تا ۲۰۱۱، (ب) KAUST Campus در بازه‌ی زمانی ۲۰۱۲ تا ۲۰۲۳ و (پ) Solar Village در بازه‌ی زمانی ۱۹۹۹ تا ۲۰۱۵

شکل ۲، تغییرات ماهانه‌ی کمیت‌های AOD، AE و دما را در سه ایستگاه نشان داده است. شکل ۲ (الف) نمودار ایستگاه بحرین را نمایش می‌دهد که AOD در ماه‌های مه و ژوئیه به ترتیب

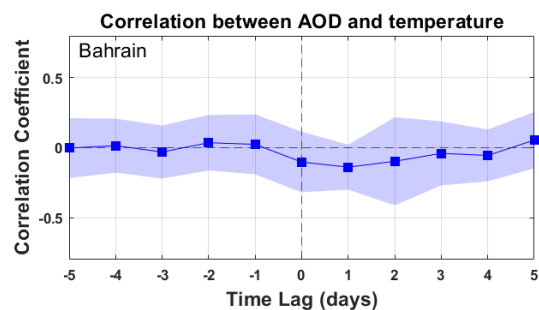
نتیجه‌گیری

این مطالعه به بررسی اثر پدیده‌های غباری بر دمای سطحی جو در صحرای عربستان با استفاده از داده‌های شیدسنج خورشیدی پرداخته است. بررسی پدیده‌های غباری نشان داد که همبستگی معکوسی میان AOD و دما در ایستگاه‌های بحرین، KAUST Campus و Solar Village وجود دارد. همچنین تحلیل داده‌های سه ایستگاه روند‌های فصلی مشخصی را نشان می‌دهند. بر اساس این نتایج پدیده‌های غباری نقش مهمی را در تغییرات آب‌وهوایی مناطق مورد مطالعه ایفا می‌کنند و سبب کاهش دمای این مناطق می‌شوند.

مرجع‌ها

- [1] A. Masoumi, E. Laleh, and A. Bayat, "Optical and physical properties, time-period, and severity of dust activities as a function of source for the main dust sources of the Middle East," J. Atmos. Solar-Terrestrial Phys., vol. 185, pp. 68-79, 2019.
- [2] N. J. Middleton, "Desert dust hazards: A global review," Aeolian Res., vol. 24, pp. 53-63, 2017.
- [3] A. Jouzdani, A. Bayat, and H. R. Khalesifard, "Investigating impacts of dust events on surface temperature and atmospheric radiative forcing in Zanzan, Kuwait, and Karachi," in E3S Web Conf., vol. 575, p. 05004, 2024.
- [4] B.N. Holben, T.F. Eck, I.A. Slutsker, D. Tanré, J.P. Buis, A. Setzer, ... and A. Smirnov, "AERONET—a federated instrument network and data archive for aerosol characterization," in Remote Sens. Environ., vol. 66, no. 1, pp. 1–16, 1998.
- [5] B. N. Holben, "Characteristics of maximum-value composite images from temporal AVHRR data," Int. J. Remote Sens., vol. 7, no. 11, pp. 1417-1434, 1986.

گرم‌تر، افزایش AOD به دلیل شرایط مساعد برای فعالیت گردوغبار در مناطق خشک که در فصل تابستان شایع است، رخ می‌دهد. مقادیر AOD در زمستان کاهش می‌یابد که نشان‌دهنده هوای صاف‌تر و گردوغبار کم‌تر است. از سوی دیگر، AE که بیانگر توزیع اندازه‌ی ذرات است، در زمستان به بیش‌ترین مقدار خود می‌رسد و حاکی از غلبه ذرات کوچک‌تر است. در مقابل، مقادیر AE در تابستان کاهش می‌یابد که به حضور بیش‌تر ذرات بزرگ‌تر و افزایش گردوغبار اشاره دارد. در ادامه به بررسی کوتاه مدت اثر پدیده‌های غباری پرداخته شد. همبستگی بین AOD و دما برای هر رویداد گردوغبار مورد بررسی قرار گرفت. در سه ایستگاه بحرین، KAUST Campus و Solar Village به ترتیب ۷۸، ۷۹ و ۹۵ درصد از رویدادها همبستگی معکوسی را بین AOD و دما نشان دادند. برای مشاهده‌ی اثر این رویدادها، میانگین ضرایب همبستگی زمانی دما و AOD در هر تأخیر زمانی و برای همه‌ی بازه‌های غباری در ایستگاه‌های مورد مطالعه به دست می‌آید. برای نمونه، نمودار میانگین ضرایب همبستگی زمانی ایستگاه بحرین در شکل ۳ نشان داده شده است.



شکل ۳: نمودار میانگین ضرایب همبستگی زمانی دما و AOD در ایستگاه بحرین. میزان خطا با نوارهای سایه‌دار مشخص شده است.

ضریب همبستگی میانگین در $\text{Time lag} = +2$ بیش‌ترین مقدار منفی را در ایستگاه بحرین دارد (شکل ۳). به همین طریق ایستگاه‌های KAUST Campus و Solar Village در $\text{Time lag} =$ بیش‌ترین مقدار منفی را دارند. در نتیجه در این دو ایستگاه همزمان با وقوع پدیده‌های غباری، دما کاهش پیدا می‌کند.

شبیه سازی مندزل مرکب در هیدروفون تارنوری برای افزایش حساسیت

رضا، کاظمی^۱؛ حسن، پاکارزاده^۱؛ عباس، کلاته سیفاری^۱

دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شیراز، شیراز

RezaKazemi0004@gmail.com; pakarzadeh@sutech.ac.ir; a.Kalate@sutech.ac.ir

چکیده- در این مقاله به شبیه سازی و بررسی مندزل مرکب در هیدروفون های تار نوری پرداخته می شود. طراحی این ساختار با استفاده از نرم افزار کامسول انجام می شود. ساختار مندزل مبتنی بر مندزل مرکب (هم فلزی و هم پلاستیکی)، با داخلی به عنوان فلز و خارجی پلاستیک استفاده می شود. در این طراحی جنس مندزل آلومینیم (Al) و روکش آن پلی اورتان (PU) انتخاب می شود که درون آب غوطه ور و تحت تاثیر موج صوتی است که جابه جایی و کرنش آن شبیه سازی می شود. در قسمت بعد نتایج به ازای ضخامت متفاوت لایه آلومینیوم شبیه سازی و تاثیر آن بر حساسیت وسیله بررسی می شود.

کلید واژه: حسگر تارنوری، هیدروفون تارنوری، مندزل مرکب، حساسیت.

Simulation of Composite Mandrel in Fiber Optic Hydrophone for Increasing Sensitivity

Kazemi, Reza¹; Pakarzadeh, Hassan¹; Kalate Seyfari, Abbas¹

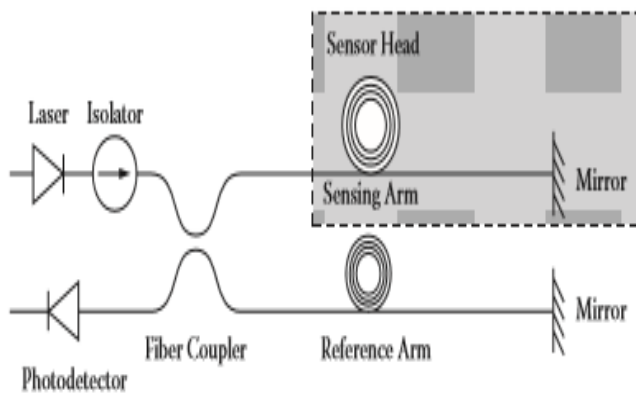
¹ Department of Physics, Shiraz University of Technology, Shiraz

Abstract- In this article, the simulation and investigation of composite mandrel in optical string hydrophones is discussed. The design of this structure is done using Comsol software. The mandrel structure is based on a composite mandrel (both metal and plastic), with the inside as metal and the outside as plastic. In this design, the material of the mandrel is aluminum (Al) and its cover is polyurethane (PU), which is immersed in water and under the influence of the sound wave, which simulates its displacement and strain. In the next part, the results are simulated and checked for different thicknesses of the aluminum layer to investigate the device sensitivity.

Keywords: Fiber Optic Sensor, Fiber Optic Hydrophone, Composite Mandrel, Sensitivity.

معرفی ساختار و مشخصات هندسی آن

حسگر مطابق شکل ۱ [۹] از یک منبع نور، جفتگر تارنوری، بازوی حسگر، بازوی مرجع، تداخل سنج، آشکارسازنوری و در انتهای هر بازو، یک ساختار بازتابنده (مانند یک آینه یا یک FBG) برای ارسال دو سیگنال به آشکارساز وجود دارد. عملکرد حسگر به این صورت می باشد که حسگر به طور خاص در آب قرار می گیرد فشار صوتی به سر حسگر باعث ایجاد کرنش در مندرل می شود. که در نتیجه باعث ایجاد اختلاف فاز شده اختلاف فازی که در سر حسگر ایجاد می شود، به اختلاف فاز بین دو پرتو تبدیل می شود، این اختلاف فاز به نوبه خود به مدولاسیون شدت تبدیل می شود پرتوها توسط جفتگر ترکیب می شوند.



شکل ۱: هیدروفون تارنوری بر اساس تداخل سنج مایکلسون [۹].

اصول و مبانی

در کاربردهای سونار زیر دریا، حساسیت هیدروفون باید در مقایسه با حداقل صدای قابل تشخیص محیط بیشتر باشد هیدروفون های تارنوری به دلیل حساسیت بالای قابل دستیابی انتخاب بسیار خوبی هستند. فاز یک پرتونوری که در یک تارنوری با طول l_f منتشر می شود را می توان به صورت رابطه ۱ بیان کرد [۱۰].

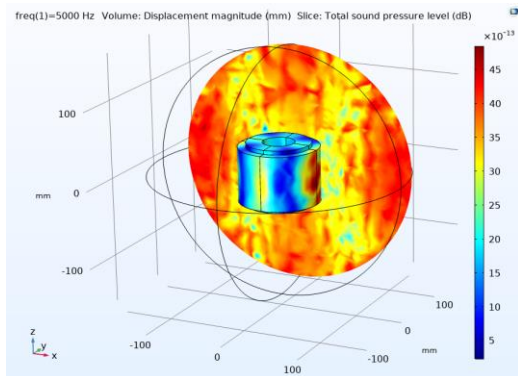
$$\phi = \beta l_f \quad (1)$$

که در آن β ثابت انتشار است. برخورد میدان فشاری به هیدروفون منجر به ایجاد فشار در تارنوری می شود. به طور خاص، مبدل استوانه ای تحت تأثیر فشار تغییر شکل می دهد

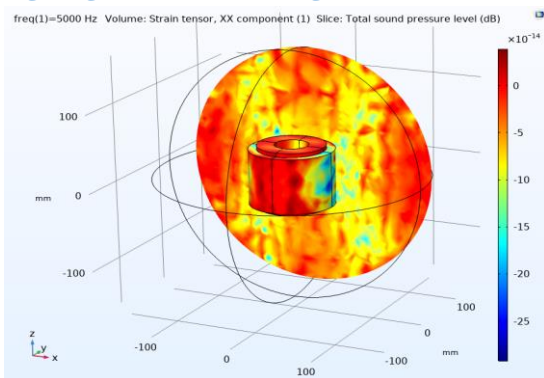
مقدمه

هیدروفون تارنوری (FOH) برای اولین بار در سال ۱۹۷۷ ارائه شد [۱، ۲]. هیدروفون تارنوری نسل جدیدی از حسگرهای صوتی زیر آب است. که از تارنوری به عنوان انتقال و سنسج سیگنال استفاده می کند. در مجموع سه نوع مرسوم از هیدروفون ها ارائه شده که شامل هیدروفون سرامیکی پیزوالکتریک معمولی، هیدروفون تارنوری و هیدروفون لیزر تارنوری [۳] است.

عملکرد هیدروفون تارنوری این گونه است که یک پیچ تارنوری به دور یک استوانه سازگار (مندرل) پیچیده شده می شود که به عنوان یک عنصر حساس عمل میکند [۴]. هیدروفون تارنوری می تواند در زمینه های نظامی و غیرنظامی مانند شناسایی هدف زیر آب، اکتشاف نفت و گاز طبیعی و بازرسی زلزله مورد استفاده قرار گیرد. بسیاری از ویژگی ها آن را به جایگزینی بسیار امیدوارکننده برای حسگر سرامیکی پیزوالکتریک معمولی تبدیل می کند. دارای مزایای مختلفی مانند حساسیت بالا، دامنه دینامیکی بزرگ، اندازه کوچک، وزن سبک، مصنویت در برابر تداخل الکترومغناطیسی، چندانعطاف پذیری و سهولت در برابر آرایه های مقیاس بزرگ است [۵، ۶]. هندسه مندرل نیز در افزایش یا کاهش حساسیت موثر است [۷]. در ابتدا هیدروفون های مبتنی بر مندرل فلزی توسعه و ارزیابی شدند. مطالعات بعدی نشان داد که مندرل های پلاستیکی بهتر از مندرل های فلزی عمل می کنند. در حال حاضر بهبود بیشتر در حساسیت توسط مندرل های پلاستیکی به دست آمده است. در کاربردهای زیر آب، فشار هیدرواستاتیک بر روی هیدروفون اعمال می شود و برای تامین پایداری ساختاری در اعماق بیشتر، ساختار مندرل مبتنی بر مندرل مرکب (هم فلزی و هم پلاستیکی)، با داخلی به عنوان فلز و خارجی پلاستیک ساخته و استفاده می شود که به حساسیت بهتری دست می یابد [۸]. در این مقاله مندرل مرکب شبیه سازی می شود که تحمل فشار هیدرواستاتیک در عمق های را داشته باشد و انعطاف پذیری مطلوب را داشته باشد تا زمانی که فشار موج صوتی به آن وارد می شود جابه جایی و کرنش مورد نظر در آن ایجاد شود.

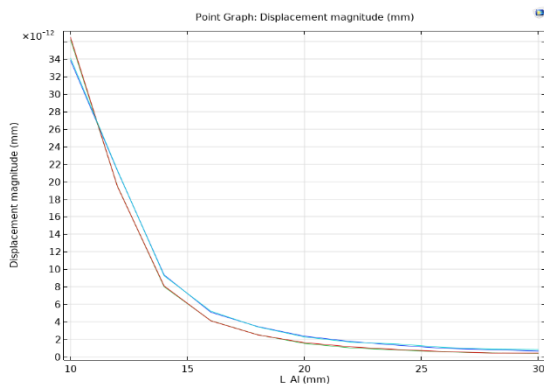


شکل ۲: شبیه‌سازی جابه‌جایی مندرل برحسب فشار صوتی اعمالی



شکل ۳: شبیه‌سازی کرنش مندرل برحسب فشار صوتی اعمالی

شکل‌های ۲ و ۳ مندرل مرکب غوطه‌ور در آب را نشان می‌دهد که درون محفظه ای از آب قرار دارد. موج صوتی به مندرل تابیده می‌شود در نتیجه فشار صوتی باعث جابه‌جایی و کرنش در مندرل می‌شود. همان‌طور که در شکل‌ها نشان داده شده بیشترین جابه‌جایی در راستای انتشار موج صوتی است. مقادیر جابه‌جایی و کرنش مندرل به هم دیگر مرتبط هستند مطابق شکل نقطه ای که جابه‌جایی بیشینه است کرنش کمینه است.



که منجر به کرنش در تار نوری بازوی حساس می‌شود. کرنش ایجاد شده باعث تغییر طول تارنوری می‌شود که رابطه مستقیم با تغییر فاز و حساسیت دارد که مطابق رابطه ۲ است.

$$\frac{\Delta \phi}{\phi} = \frac{\Delta l_f}{l_f} + \frac{\Delta n}{n} \quad (2)$$

Δl_f تغییر طول فیزیکی تارنوری، Δn تغییر در ضریب شکست تارنوری و $\Delta \phi$ تغییر فاز است. با افزایش طول، حساسیت نیز به صورت خطی افزایش می‌یابد. تحت شرایط تنش همسانگرد، کرنش تولید شده به صورت رابطه ۳ است.

$$\epsilon = \frac{-P(1-2\sigma)}{E} \quad (3)$$

P فشار، σ نسبت پواسون و E مدول یانگ مندرل است. که مقایر آن در جدول ۱ آورده شده است.

جدول ۱: مقادیر پارامترها مرتبط شبیه‌سازی [۱۰]

Material	E (GPa)	σ	D (kg/m ³)
Al	73	0.33	2770
Polyurethane	1	0.45	960

تغییرات طول تارنوری مطابق رابطه ۴ است.

$$\Delta l = l(\epsilon_r + \epsilon_\theta) \quad (4)$$

ϵ_r کرنش شعاعی و ϵ_θ کرنش محوری است. مقادیر کرنش به خواص مکانیکی مواد کامپوزیت و پارامترهای هندسی پوسته، یعنی ضخامت، قطر و طول هیدروفون تارنوری بستگی دارد حساسیت صوتی مطابق رابطه ۵ است.

$$S = \frac{\Delta \phi}{P} \quad (5)$$

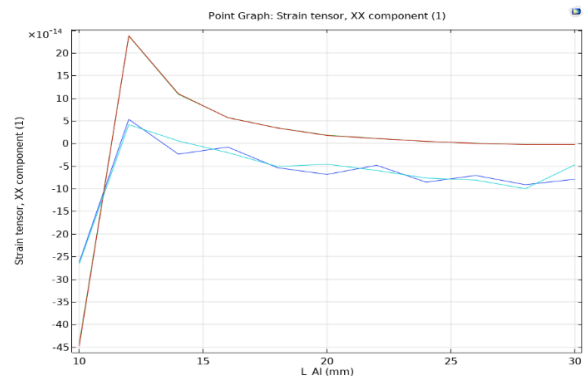
شبیه سازی و نتایج

ساختار یک استوانه مرکب تو خالی از جنس آلومینیم و روکش پلی اورتان در آب است. صدا باعث حرکت مندرل خواهد شد. شبیه‌سازی مورد نظر تعامل صدا با الاستیک، جامد را ارائه می‌دهد [۱۱]. برای تنظیم مدل کامسول، از تعامل آکوستیک-جامد، دامنه فرکانس استفاده می‌شود.

- [4] Bruno, F. A., M. Janneh, A. Gunda, R. Kyselica, P. Stajanca, S. Werzinger, G. Gruca et al. "Fiber Optic Hydrophones for towed array applications." *Optics and Lasers in Engineering* 160 (2023): 107269.
- [5] Hill, David J. "The evolution and exploitation of the fiber-optic hydrophone." In *Third European Workshop on Optical Fibre Sensors*, vol. 6619, pp. 58-61. SPIE, 2007.
- [6] Weinstein, Eugene, Kenneth Steele, Anant Agarwal, and James Glass. "Cairns• Australia 9-12 July, 2007." (2007).
- [7] Wang, Wenrui, Yeye Pei, Lingyun Ye, and Kaichen Song. "High-sensitivity cuboid interferometric fiber-optic hydrophone based on planar rectangular film sensing." *Sensors* 20, no. 22 (2020): 6422.
- [8] Antony, Thomas, Ramesh Kumar, K. Rajeev Kumar, and K. N. Madhusoodanan. "Fiber optic hydrophone design and submarine flank array architecture." In *2021 International Symposium on Ocean Technology (SYMPOL)*, pp. 1-5. IEEE, 2021.
- [9] Yin, Shizhuo, Chun Zhan, and Paul B. Ruffin. "Fiber optic bio and chemical sensors." In *Fiber optic sensors*, pp. 435-458. CRC press, 2017.
- [10] Antony, Thomas, K. N. Madhusoodanan, and K. Rajeev Kumar. "Design optimization of an optical fiber air-backed concentric hybrid mandrel hydrophone by an iterative design and finite element analysis for submarine passive array applications." *Optical Fiber Technology* 78 (2023): 103325.

<https://www.comsol.com>

شکل ۴: شبیه‌سازی جابه‌جایی مندرل بر حسب ضخامت پوسته استوانه‌ای.



شکل ۵: شبیه‌سازی کرنش مندرل بر حسب ضخامت پوسته استوانه‌ای.

شکل‌های ۴ و ۵ جابه‌جایی و کرنش مندرل به ازای ضخامت لایه آلومینیوم از ۱۰ mm تا ۳۰ mm در نقاط اطراف این لایه را نشان می‌دهد.

نتیجه‌گیری

در این مقاله هیدروفون تارنوری به طور مختصر معرفی و شبیه‌سازی قسمت سر حسگر (مندرل) انجام شد. موج صوتی یکسان به مندرل مرکب در آب فرستاده و جابه‌جایی و کرنش در مندرل نشان داده شد. نتایج شبیه‌سازی نشان داد که به ازای ضخامت مختلف لایه آلومینیوم جابه‌جایی و کرنش مطابق شکل‌های ۴ و ۵ است. هر چه ضخامت کمتر باشد جابه‌جایی و کرنش مندرل بیشتر است البته باید به این نکته توجه داشت که این حسگرها در برخی از کاربردها در اعماق دریا مورد استفاده قرار می‌گیرند و باید در عمق‌های مختلف تحمل فشار مطلوب را داشته باشند. در آخر جابه‌جایی ایجاد شده در مندرل رابطه مستقیم با حساسیت حسگر دارد.

مرجع‌ها

- [1] Bucaro, Joseph A., Henry D. Dardy, and Edward F. Carome. "Optical fiber acoustic sensor." *Applied optics* 16, no. 7 (1977): 1761-1762.
- [2] Bucaro, J. A., H. D. Dardy, and E. F. Carome. "Fiber-optic hydrophone." *The Journal of the Acoustical Society of America* 62, no. 5 (1977): 1302-1304.
- [3] Hill, David J., Phillip J. Nash, David A. Jackson, David J. Webb, S. F. O'Neill, Ian Bennion, and Lin Zhang. "Fiber laser hydrophone array." In *Fiber Optic Sensor Technology and Applications*, vol. 3860, pp. 55-66. SPIE, 1999.

دینامیک اطلاعات فیشر کوانتومی برای دو اتم دو-ترازه جفت شده داخل کریستال فوتونی ناهمسانگرد سه بعدی

سیده نفیسه موسوی، شاهپور سعیدیان و قاسم نعیمی

دانشکده فیزیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه، زنجان، ایران

na.mousavi@iasbs.ac.ir, saeidian@iasbs.ac.ir, ghnaeimi@iau.ac.ir

چکیده - در این مقاله دینامیک اطلاعات فیشر کوانتومی برای یک سامانه شامل دو اتم دو-ترازه جفت شده داخل کریستال فوتونی ناهمسانگرد سه بعدی مطالعه می‌شود. ابتدا تحول زمانی ماتریس چگالی سامانه به صورت تحلیلی به کمک روش تبدیلات لاپلاس به دست می‌آید، سپس اثر فاز نسبی اولیه و اختلاف بسامد گذار تراز بالای هر یک از اتم‌ها از بسامد قطع گاف نواری فوتونی بر روی تحول زمانی اطلاعات فیشر کوانتومی سامانه، مورد بررسی قرار می‌گیرد. نشان می‌دهیم که می‌توان از کریستال‌های فوتونی ناهمسانگرد به عنوان یک محیط غیر مارکوفی برای کنترل و حفظ اطلاعات فیشر کوانتومی در زمان‌های طولانی استفاده کرد.

کلید واژه- اتم‌های دو-ترازه جفت شده، کریستال‌های فوتونی غیرهمسانگرد، اطلاعات فیشر کوانتومی.

Dynamics of quantum Fisher information for a coupled two-level atoms embedded in anisotropic photonic crystals

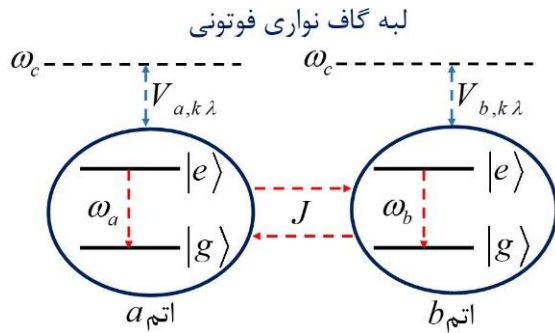
S. Nafise Mousavi, Shahpoor Saeidian, Ghasem Naeimi

Physics Faculty, Institute for Advanced Studies in Basic Sciences, Zanjan, Iran

na.mousavi@iasbs.ac.ir, saeidian@iasbs.ac.ir, ghnaeimi@iau.ac.ir

Abstract- In this paper, we investigate the dynamics of quantum Fisher information for a coupled two-level system embedded in a three-dimensional anisotropic photonic crystal. First, the time evolution of the system's density matrix is analytically obtained using the Laplace transforms method. Then we explore the effects of the initial relative phase and the detuning between each atom's upper-level transition frequency and the photonic bandgap cutoff frequency on the time evolution of the quantum Fisher information in the system. We demonstrate that anisotropic photonic crystals can be employed as non-Markovian environments to controlling and preserve quantum information over a long time.

Keywords: Coupled two-level atoms, Anisotropic photonic crystals, Quantum Fisher information.



شکل ۱: شکلی از دو اتم دو ترازه جفت شده داخل کریستال فوتونی

و دوجمله آخر هامیلتونی، برهم کنش مابین دو اتم را نشان می-
دهند. $\sigma^- = (\sigma^+)^{\dagger} = |g\rangle\langle e|$ ، $\hat{b}_{m,k,\lambda}$ و $\hat{b}_{m,k,\lambda}^{\dagger}$ به ترتیب
عمل گرهای نابودی و خلق مد k ام منبع ذخیره فوتونی با بسامد
 $\omega_{m,k,\lambda}$ برای اتم m هستند. همچنین $V_{m,k,\lambda}$ ثابت
جفت شدگی میان اتم m و مد k ام میدان الکترومغناطیسی است
که با رابطه زیر داده می شود [۷]:

$$V_{m,k,\lambda} = \left(\frac{\omega_m d_m}{\hbar}\right) \left(\frac{\hbar}{2\epsilon_0 \omega_{m,k,\lambda} V}\right)^{\frac{1}{2}} \vec{e}_{m,k,\lambda} \cdot \vec{u}_m, \quad (2)$$

که k, λ تکانه و قطبش مدهای الکترومغناطیسی هستند. d_m
اندازه بردار گشتاور دوقطبی، $\vec{u}_m$ بردار واحد گشتاور دوقطبی،
 V حجم نمونه، $\vec{e}_{m,k,\lambda}$ بردار قطبش میدان الکترومغناطیسی و ϵ_0
ثابت گذردهی خلا است. رابطه پاشندگی یک کریستال فوتونی
ناهمسانگرد عبارت است از:

$$\omega_{m,k,\lambda} = \omega_c + B_m |\vec{k} - \vec{k}_0^j|^2, \quad (3)$$

که ω_c بسامد قطع گاف نواری است [۸]. $\vec{k}_0^j$ ها مجموعه متناهی
از نقاط تقارن مرتبط با لبه باند هستند و B_m ثابت وابسته به
ساختار بلوری اتم است. فرض می کنیم در لحظه $t = 0$ حالت
اولیه سامانه به صورت زیر است:

$$|\psi(0)\rangle = [\cos(\frac{\theta}{2})|eg\rangle + \sin(\frac{\theta}{2})e^{i\varphi}|ge\rangle]^* |0_k\rangle_a |0_k\rangle_b, \quad (4)$$

مقدمه

در سال های اخیر، دینامیک اطلاعات فیشر کوانتومی، درهم-
تنیدگی، همدوسی کوانتومی، سرعت هیلبرت-اشمیت، جمعیت
ترازهای اتمی و گذار فاز کوانتومی برای سامانه های چندترازه در
کریستال های فوتونی همسانگرد و غیرهمسانگرد به طور گسترده ای
مورد مطالعه قرار گرفته اند [۱-۶].

در این مقاله، ما به بررسی دو اتم دو-ترازه جفت شده در یک
کریستال فوتونی غیرهمسانگرد پرداخته ایم [۵]. ابتدا ماتریس
چگالی سامانه را به روش تحلیلی به دست می آوریم و سپس تحول
زمانی اطلاعات فیشر کوانتومی را برای فازهای نسبی متفاوت و
هم چنین اختلاف بسامد گذارهای متفاوت تراز بالای اتم از بسامد
قطع گاف نواری فوتونی، بررسی می کنیم. مطالعات ما نشان می-
دهد که کریستال های فوتونی غیرهمسانگرد خاصیت غیر مارکوفی
دارند و اطلاعات کوانتومی در این محیط ها می تواند برای مدت
زمانی طولانی حفظ شود و تخمین بهینه ای از پارامترهای
کوانتومی داشته باشیم.

مدل و محاسبه ماتریس چگالی سامانه

دو اتم دو-ترازه با ترازهای $|g\rangle$ و $|e\rangle$ و بسامدهای گذار ω_a و
 ω_b مطابق شکل ۱ داخل یک کریستال فوتونی سه بعدی
غیرهمسانگرد، در نظر می گیریم. هامیلتونی سامانه با در نظر
گرفتن تقریب موج چرخان به صورت زیر است:

$$\hat{H}_m = \hbar \omega_m \sigma_m^+ \sigma_m^- + \sum_{\lambda=1}^2 \sum_k \hbar \omega_{m,k,\lambda} \hat{b}_{m,k,\lambda}^{\dagger} \hat{b}_{m,k,\lambda} + \sum_{\lambda=1}^2 \sum_k [\hbar V_{m,k,\lambda} \hat{b}_{m,k,\lambda} \sigma_m^+ + H.c.] + \hbar J \sigma_m^+ \sigma_m^- + \hbar J \sigma_m^- \sigma_m^+, \quad (m = a, b). \quad (1)$$

در رابطه بالا جمله اول مربوط به هامیلتونی غیر برهم کنشی اتم ها،
جمله دوم هامیلتونی منبع ذخیره فوتونی، جمله سوم هامیلتونی
برهم کنشی میان اتم ها و منبع ذخیره فوتونی

اطلاعات فیشر کوانتومی

در مکانیک کوانتومی مشاهده پذیرهایی وجود دارند که به طور مستقیم قابل اندازه گیری نیستند و باید به صورت غیرمستقیم اندازه گیری شوند؛ با استفاده از تئوری تخمین، با اندازه گیری روی پارامترهای دیگر می توان اندازه پارامتر مورد نظر خود را تخمین زد و کمی سازی کرد. طبق تئوری تخمین کوانتومی، دقت یک پارامتر توسط نامساوی کرامر-رائو $\Delta^2 \phi \geq \frac{1}{nF_\phi}$ مشخص می -

گردد که همان کران پایین میانگین مربعی تخمین گر برای پارامتر ناشناخته ای مانند ϕ است که در آن n تعداد دفعات تکرار آزمایش و F_ϕ اطلاعات فیشر کوانتومی پارامتر تخمین، مورد نظر ϕ است [۹]. اطلاعات فیشر کوانتومی $F_\phi = \text{Tr}(\rho_\phi \mathcal{L}_\phi^2)$ توسط مشتق لگاریتمی متقارن $\frac{\partial \rho_\phi}{\partial \phi} = \frac{\mathcal{L}_\phi \rho_\phi + \rho_\phi \mathcal{L}_\phi}{2}$ تعریف می - شود [۱۰].

در شکل ۲، دینامیک اطلاعات فیشر کوانتومی بر حسب تابعی از زمان مقیاس شده $C_e t$ برای فازهای نسبی متفاوت رسم شده است، به گونه ای که خط نارنجی $\phi = 0$ ، خط چین آبی $\phi = \frac{\pi}{2}$ و نقطه چین سبز $\phi = \pi$ را نشان می دهند. $\Delta_m = \omega_m - \omega_c$ واکوکی بسامد گذار اتم ها ω_m ، نسبت به بسامد قطع ω_c است. پارامترهای $\omega_c = 100c_e$ و $J = 4c_e$ انتخاب شده اند.

در شکل ۲ (الف) و (ب)، زمانی که بسامد قطع گاف نواری فوتونی، پایین تر از تراز برانگیخته $|e\rangle_m$ اتم ها قرار بگیرد، $(\Delta_a = 10c_e, \Delta_b = 10c_e)$ به دلیل آنکه ω_m (بسامد گذار دو اتم) خارج از محدوده گاف نوار فوتونی است، دینامیک اطلاعات فیشر کوانتومی پارامترهای ϕ و θ میرا است و در نهایت به مقدار صفر می رسد. در شکل ۲ (ج) و (د) بسامد قطع گاف نواری فوتونی پایین تر از بسامد گذار اتم (a) قرار گرفته است و بسامد گذار اتم (b) داخل گاف نواری قرار دارد، $(\Delta_a = -30c_e, \Delta_b = 10c_e)$ ،

که اتم ها در حالت برهم نهی آماده شده اند و میدان منبع ذخیره فوتونی در حالت خلا $|0_k\rangle_m$ قرار دارد. بردار حالت سامانه در زمان t از رابطه زیر به دست می آید:

$$|\psi(t)\rangle = [A_a(t)|e, 0\rangle_a + \sum_k C_k(t)|g, 1_k\rangle_a] \otimes |g, 0\rangle_b + |g, 0\rangle_a \otimes [A_b(t)|e, 0\rangle_b + \sum_k D_k(t)|g, 1_k\rangle_b]. \quad (5)$$

با جای گذاری رابطه های (۱) و (۵) را در معادله شرودینگر $i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\psi(t)\rangle = H |\psi(t)\rangle$ ، تحول زمانی دامنه احتمال اتم ها به شکل دو رابطه جفت شده زیر به دست می آیند:

$$\begin{aligned} \frac{dA_a(t)}{dt} &= -i\omega_a A_a(t) - iJA_b(t) - \int_0^t A_a(\tau)f_a(t-\tau)d\tau \\ \frac{dA_b(t)}{dt} &= -i\omega_b A_b(t) - iJA_a(t) - \int_0^t A_b(\tau)f_b(t-\tau)d\tau. \end{aligned} \quad (6)$$

در رابطه (۶)، $f_m(t-\tau)$ تابع حافظه یا همان تابع گرین است که با رابطه زیر به دست می آید [۵]:

$$f_m(t) = \sum_{\lambda=1}^2 \sum_k |V_{m,k,\lambda}|^2 e^{i\omega_{m,k,\lambda}t}, \quad (7)$$

با گرفتن تبدیل لاپلاس از رابطه (۶) و انجام کمی محاسبات ریاضی، می توانیم دامنه های احتمال وابسته به زمان سامانه را حساب کنیم. با گرفتن رد روی حالت های میدان، ماتریس چگالی کاهش یافته اتم ها به دست می آید:

$$\rho(t) = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & |A_a(t)|^2 & A_a^*(t)A_b(t) & 0 \\ 0 & A_a(t)A_b^*(t) & |A_b(t)|^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & A(t) \end{pmatrix}, \quad (8)$$

$$A(t) = 1 - (|A_a(t)|^2 + |A_b(t)|^2).$$

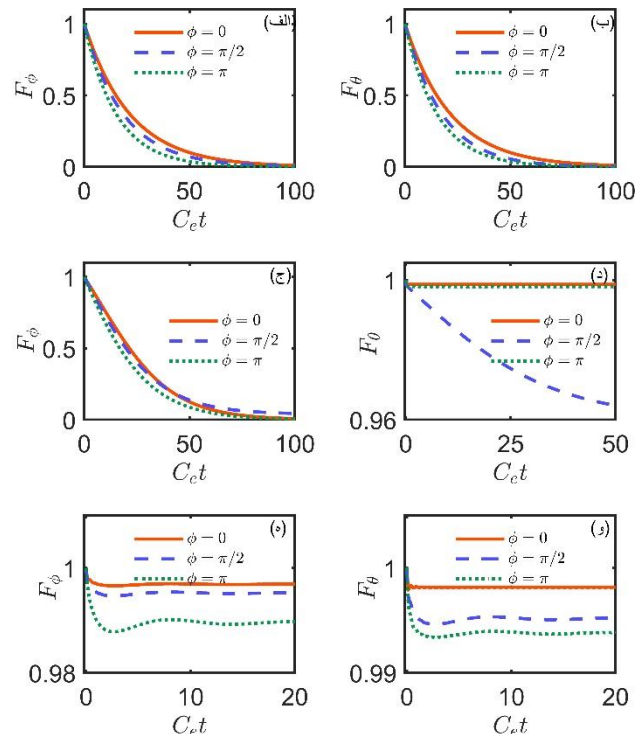
نتیجه گیری

در این مقاله اثر فاز نسبی و اختلاف بسامد گذار ترازهای بالای اتم ها از بسامد قطع گاف نواری فوتونی روی دینامیک اطلاعات فیشر کوانتومی برای دو اتم دو-ترازه جفت شده داخل یک کریستال فوتونی غیرهمسانگرد، مطالعه شد. نشان داده شد کریستال فوتونی غیرهمسانگرد به عنوان یک محیط غیرمارکوف ساختار یافته می-تواند نقش ویژه‌ای در حفظ اطلاعات کوانتومی داشته باشد. زمانی-که بسامد گذار هر دو اتم در محدوده بسامد قطع گاف نواری فوتونی باشد، $(\Delta_a = -2c_e, \Delta_b = -10c_e)$ ، با دقت بسیار خوبی می‌توان پارامترهای θ و ϕ را با گذشت زمان اندازه‌گیری کرد.

مرجع‌ها

- [1] S Y Xie, Y P Yang, And X Wu, Europ. Phys. J. D At. Mol. Opt. Plas. Phys. 13(2001)129, 2001.
- [2] Yang, Y. and Zhu, S.Y., Physical Review A, 61(4), p.043809, 2000.
- [3] Mousavi, S.N., Naeimi, G., Saeidian, S. and Ahmadi, G., Iranian Journal of Physics Research, 24(2), pp.245-254, 2024.
- [4] Nikdel Yousefi, N., Morteza pour, A. Physical Review A, 105(4), p.042212.M, 2022.
- [5] Shen, H.Z., Shao, X.Q., Wang, G.C., Zhao, X.L. and Yi, X.X., Physical Review E, 93(1), p.012107, 2016.
- [6] Entezar, S.R., Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, 43(8), p.085503, 2010.
- [7] John, S. and Quang, T., Physical Review A, 50(2), p.1764, 1994.
- [8] M. Woldeyohannes and S. John, J. Opt. B 5, R43, 2003.
- [9] Braunstein, S.L. and Caves, C.M., Physical Review Letters, 72(22), p.3439, 1994.
- [10] Song, H., Luo, S. and Hong, Y., Physical Review A, 91(4), p.042110, 2015.

F_ϕ با گذشت زمان میرا است اما نسبت به حالت قبل در زمان‌های طولانی‌تری به صفر میل می‌کند.



شکل ۲: دینامیک اطلاعات فیشر کوانتومی بر حسب تابعی از زمان مقیاس $\theta = \frac{\pi}{2}$ و برای فازهای نسبی متفاوت با شرایط اولیه $C_e t$ شده برای (ج) و (د) $\Delta_a = -30c_e, \Delta_b = 10c_e$ برای (الف) و (ب)، $\Delta_a = -2c_e, \Delta_b = -10c_e$ برای (و) و (ه).

F_θ با گذشت زمان به یک مقدار پایا نزدیک به ۱ میل می‌کند و می‌توان با دقت خوبی پارامتر θ را اندازه‌گیری کرد. در شکل ۲ (ه) و (و) بسامد قطع گاف نواری فوتونی بالاتر از بسامد گذار هر دو اتم قرار دارد $(\Delta_a = -2c_e, \Delta_b = -10c_e)$. همان‌طور که مشاهده می‌شود F_θ و F_ϕ به ازای تمام مقادیر فاز نسبی اولیه با گذشت زمان به مقداری نزدیک به ۱ میل می‌کند و اطلاعات کوانتومی حفظ می‌شود، بنابراین با دقت بسیار خوبی می‌توان پارامترهای ϕ و θ را اندازه‌گیری کرد.

ساختارهای فرامواد در ناحیه تراهرتز تاثیر هندسه سلول واحد بر طیف جذب

زهرا فرخی و حسن پاکارزاده

دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شیراز، شیراز، ایران

z.farrokhi@sutech.ac.ir & pakarzadeh@sutech.ac.ir

چکیده - در این مقاله، به بررسی تاثیر تغییر هندسه ساختار و پارامترهای هندسی نظیر ضخامت لایه و تغییر شعاعها و طول میلهها، به منظور تغییر رفتار طیف، تعداد قلههای جذب، میزان جذب و پهنای باند جذب ساختار فرامواد در ناحیه تراهرتز پرداخته می شود. طراحی این ساختار به صورت پنج لایه، از پایین به بالا عبارتند از: فلز طلا، لایه دی الکتریک پلی دی متیل سیلوکسان (PDMS)، لایه دی اکسیدوانادیم، لایه دی الکتریک پلی دی متیل سیلوکسان (PDMS) و لایه ساختار مخلوط دی اکسیدوانادیم - گرافن است، نتایج نشان می دهد که تغییر هندسه ساختار و پارامترهای هندسی باعث افزایش تعداد قلههای جذب، افزایش میزان جذب، کاهش پهنای باند جذب و تغییر رفتار طیف به صورت جابجایی فرکانسی می شود و این گونه ساختارها در زمینه هایی مانند حسگرهای زیستی، دستگاه های کلیدزنی و ... کاربرد دارند.

کلید واژه- ساختار جاذب، فرامواد، تراهرتز، سلول واحد

The effect of unit cell geometry on the absorption spectrum of metamaterial structures in the terahertz region

Farrokhi, Zahra ; Pakarzadeh, Hassan

z.farrokhi@sutech.ac.ir & pakarzadeh@sutech.ac.ir

In this article, the effect of changing the geometry structure and geometric parameters such as the thickness of the layer and changing the radii and length of the rods, in order to change the behavior of the spectrum, the number of absorption peaks, the amount of absorption and the absorption bandwidth of the structure is investigated. In this article, geometrical effects such as thickness and height are discussed in order to change the bandwidth, change the structure and change the behavior. The design of this structure consists of five layers, from bottom to top: gold metal, dielectric layer of dimethylsiloxane (PDMS), polypolyvanadium layer, dielectric layer of polydimethylsiloxane (PDMS) and VO₂-graphene mixed structure layer. , the results show that changing the geometry of the structure and geometric parameters increases the number of absorption peaks, increases the absorption rate, reduces the absorption bandwidth and changes the behavior of the spectrum in the form of a frequency shift and It is used in fields such as biosensors, switching devices, etc.

Keywords: Absorber structure, Metamaterials, Terahertz and Unit cell.

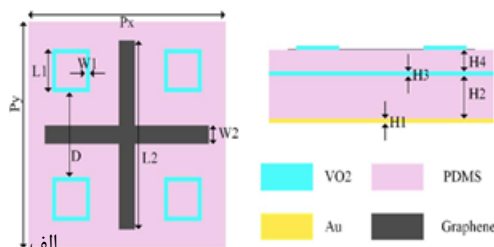
مقدمه

ناحیه تراهرتز عمدتاً شامل بازه فرکانسی ۱۰ - ۱ / ۰ تراهرتز است و یک تراهرتز معادل 10^{12} هرتز است [۱]. این ناحیه دارای مشخصه‌های منحصر به فردی مانند پالس کوتاه، نفوذ قوی، انرژی کم و آسیب اندک به مواد و بدن انسان است که در سایر امواج باند الکترومغناطیس یافت نمی‌شود [۲]. فرامواد به طور طبیعی در مواد طبیعی یافت نمی‌شوند و به دلیل ویژگی‌های منحصر به فردشان، این توانایی را به ما می‌دهند که با اعمال تغییرات در شکل و پیکربندی لایه‌های فلزی و دی الکتریک سازه، ضریب تراوایی مغناطیسی و ضریب گذردهی را تغییر دهیم [۳]. فرامواد به دست بشر ساخته می‌شوند و خصوصیات غیر معمول خود را نه بر اساس جنس ماده، بلکه بر اثر ساختار خود به دست می‌آورند [۴]. جاذب فرامواد، نوعی فراماده است که می‌تواند تابش الکترومغناطیسی را به طور موثر جذب کند [۵]. از ویژگی‌های جاذب‌های فرامواد می‌توان به میزان جذب بسیار بالا و نزدیک به صد در صد امواج الکترومغناطیسی، پهنای باند خوب و هم‌چنین به منظور جذب طول موج‌های خاصی از طیف الکترومغناطیسی، قابلیت تنظیم طول موج را دارند، اشاره کرد [۶]. مواد دو بعدی مانند گرافن به عنوان یک فراماده برای جاذب استفاده می‌شود و می‌توان از آن برای ایجاد قابلیت تنظیم پذیر استفاده کرد. جاذب‌های دارای مواد دو بعدی معمولاً از واحدهای ساختاری زیر طول موجی تشکیل شده‌اند که به روش خاصی برای دستیابی به مدولاسیون امواج الکترومغناطیسی مرتب شده‌اند [۷]. با اعمال شرایط خارجی مانند دما، مواد تغییر فاز مانند وانادیوم دی اکسید، می‌توانند حالت و خواص خود را تغییر دهند بنابراین، با ادغام جاذب‌های فراماده با مواد تغییر فاز، می‌توان دستگاه‌های فوتونیک پویا و قابل تنظیم ایجاد کرد [۸ و ۹]. گانگ و همکاران یک ساختار جاذب فرامواد چند لایه تنظیم پذیر بر پایه گرافن و دی اکسید وانادیوم در ناحیه تراهرتز با هندسه‌ی خاص به عنوان نمونه هندسه‌ای که در شکل ۱ دیده می‌شود طراحی کرده‌اند، در این ساختار به دلیل استفاده از گرافن و دی اکسید وانادیوم، کلید زنی قابل تنظیم بین دو باند فرکانسی مختلف می‌تواند محقق شود [۱۰].

طراحی ساختار جاذب و مشخصات هندسی آن

این ساختار شامل پنج لایه، از پایین به بالا عبارتند از: فلز طلا، لایه دی الکتریک پلی‌دی‌متیل‌سیلوکسان (PDMS)، لایه دی اکسید وانادیوم، لایه دی الکتریک پلی دی متیل سیلوکسان (PDMS) و لایه ساختار مخلوط-VO₂ گرافن است. ساختار گرافن و ساختار حلقه چهار مربعی از دی‌اکسید وانادیوم، همانطور که در شکل ۱ الف نشان داده شده است. پارامترهای ساختاری آن عبارتند از: $P_x = P_y = 120 \mu\text{m}$ و $D = 45 \mu\text{m}$ پارامترهای ساختاری چهار حلقه‌های مربع VO₂ عبارتند از:

$W_1 = 4 \mu\text{m}$ ، $D = 23 \mu\text{m}$ و پارامترهای ساختاری متقاطع گرافن عبارتند از: $L = 100 \mu\text{m}$ ، $W_2 = 10 \mu\text{m}$ ، $H_g = 0.34$ نانومتر. ثابت دی الکتریک لایه دی الکتریک PDMS 2.35 است، ضخامت آن $H_4 = 14 \mu\text{m}$ ، $H_2 = 35 \mu\text{m}$ است. ضخامت لایه میانی دی اکسید وانادیوم و فلز طلا $H_1 = H_3 = 200$ نانومتر است [۱۰].



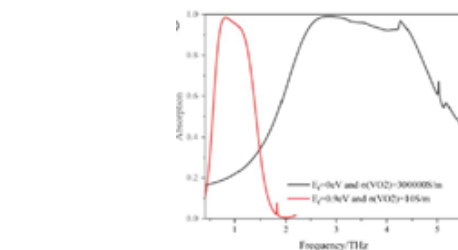
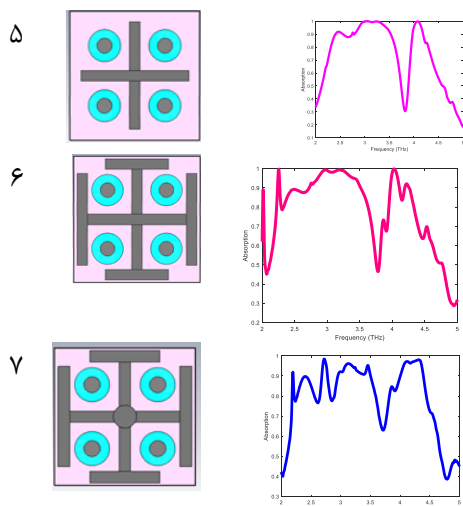
شکل ۱: نمودار ساختار سلول واحد جاذب (الف) نمای بالای سلول واحد، (ب) نمای جانبی سلول واحد [۱۰].

برای طراحی ساختار از روش تفاضل محدود در حوزه زمان (FDTD) که در آن موج تراهرتز به طور عمود بر سطح جاذب طراحی شده در امتداد جهت Z وارد می‌شود.

در محاسبات عددی ما، هر دو جهت X و Y شرایط مرزی سلول واحد را تنظیم می‌کنند، در حالی که جهت Z شرط مرزی باز است. در باند تراهرتز، ثابت دی الکتریک VO₂ را می‌توان با مدل درود [۱۰] بیان کرد:

$$\omega(\omega) = \epsilon_{\infty} - \omega_p^2 / (\omega + i\gamma)$$

که در آن $\epsilon_{\infty} = 12$ ، $\omega_p = 1/4 \text{ eV}$ و $\gamma = 1/5 \text{ eV}$ می‌باشد.



شکل ۲. منحنی های جذب برحسب فرکانس در حالت های مختلف [۱۰].

در شکل ۲ منحنی های جذب در حالت های رسانا و عایق رسم شده است. لازم به ذکر است که در این مقاله فقط حالت رسانا بررسی شده است چون در این حالت پهنای باند بیشتر است (نمودار مشکی رنگ).

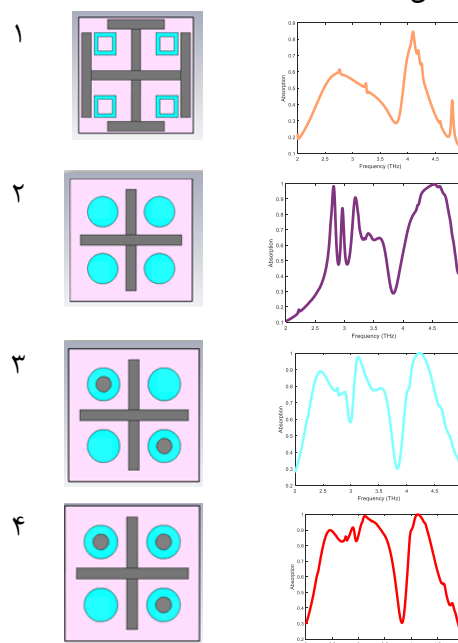
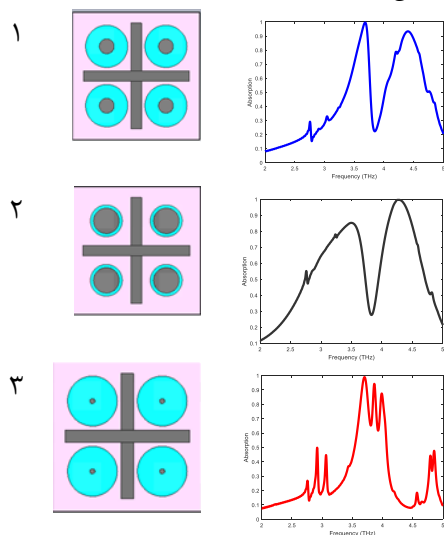
بررسی تغییر سلول واحد هندسه جاذب فرامواد

در این بخش تاثیر تغییر هندسه بر پهنای باند جذب و رفتار طیف جذب بررسی می شود که ۷ هندسه مختلف مورد بررسی قرار گرفت. در جدول ۱ ساختارهای هندسی جدید به همراه نمودارهای جذب برحسب فرکانس در محدوده ۱ تا ۵ تراهرتز آورده شده است. در جدول ۲ روی هندسه ی منتخب تاثیر تغییر پارامترهای هندسی بررسی گردیده و نتایج نیز آورده شده است.

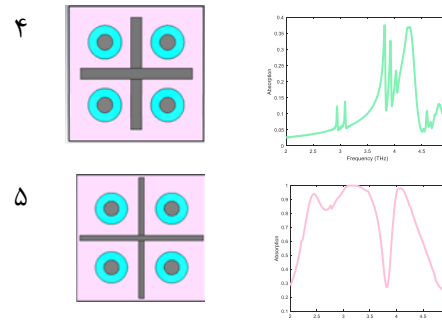
جدول ۱: تغییر هندسه سلول واحد جاذب فرامواد.

نمودار جذب برحسب هندسه ساختار ردیف فرکانس

نمودار جذب برحسب ساختار هندسی ردیف فرکانس



- [2] Akyildiz I.F., Han C., Nie S., "Combating the Distance Problem in the MillimeterWave and Terahertz Frequency Bands", IEEE Commun. Mag., 56, 102-108(2018).
- [3] Xie Y., Ye S., Reyes C., Sithikong P., Popa B. I., Wiley B. J., and Cummer S. A., "Microwave metamaterials made by fused deposition 3D printing of a highly conductive copper-based filament, Appl", Appl. Phys. Lett, 110, 181903(2-5) (2017).
- [4] Montgomery S., Kuang X., Armstrong C., Qi H., "Recent advances in additive manufacturing of active mechanical metamaterials", Current Opinion in Solid State and Materials Science, 24,00869 (2020).
- [5] Chen Y., Chen S., Shih T.M., Wang J., Yang W., Qian L., and Yang Z., "Broadband unidirectional scattering in visible ranges and controllable hot-spot spatial transfer via a single nanoparticle", Appl. Surf. Sci., 528, 146489(2020).
- [6] Wu X.L., Zhao W.C., Yi Z., Yu J.X., Zhou Z.G., Yang H., et al, "High-performance dual-control tunable absorber with switching function and high sensitivity based on Dirac semi-metallic film and vanadium oxide", Opt. Laser. Technol., 153, 108245(2022).
- [7] Esfandiari M., Lalbakhsh A., Shehni P.N., Jarchi S., "Recent and emerging applications of Graphene-based metamaterials in electromagnetics", Mater. Des., 221, 110920(2022).
- [8] Zou X., Zheng G., Chen Y., Xian F., Xu L., "Actively tunable mid-infrared Fano resonance in Ge2Sb2Te5-based grating structures", Opt. Mater, 88, 54-59(2019).
- [9] Liu C., Xu Y., Huang R., and Zha S., "Terahertz metamaterials for broadband, high modulation depth modulator, and tunable dual-band absorber based on metal-vanadium dioxide hybrid structure", AIP Advances., 13, 9(2023).
- [10] Gong D., Mei J., Li N., and Shi Y., "Tunable metamaterial absorber based on VO2-graphene", Materials Research Express., 9, 115803(2022).



همان طور که در جدول ۲ مشاهده می‌شود، بر روی ساختار هندسی منتخب، به ترتیب به بررسی پارامترهای هندسی از جمله تغییر شعاع و انادیوم دی اکسید و گرافن به صورت جداگانه، تغییر همزمان شعاع‌ها، تغییر ضخامت لایه‌ها و تغییر ابعاد بعلاوه وسط ساختار پرداخته شده است که درواقع تاثیر پارامترهای هندسی - بر رفتار طیف، تعداد قله‌های جذب، میزان جذب بالای ۹۰ درصد و پهنای باند جذب بررسی شد. مقادیر مورد بررسی به صورت گام-های ۵ تایی بوده است که بهترین نمودارها در جدول ۲ آورده شده است. با تغییر شعاع VO_2 به ۲۰ میکرومتر اقله جذب با تغییر شعاع گرافن به ۱۲ میکرومتر ۲ قله جذب، با تغییر همزمان شعاع‌ها به این صورت که شعاع و انادیوم دی اکسید ۲۰ میکرومتر و شعاع گرافن ۲ میکرومتر ۳ قله جذب، با تغییر ضخامت لایه چهارم (H_4) به ۱۹ میکرومتر اقله جذب و با تغییر بعلاوه ساختار به این صورت که $L_2=115$ و $W_2=5$ میکرومتر ۳ قله جذب و پهنای خوبی نسبت به تغییر دیگر پارامترها در این ساختار مشاهده می‌شود که برابر با ۲ تراهرتز می‌باشد و درواقع در تمام نمودارها جابجایی فرکانسی وجود دارد.

نتیجه گیری

همانطور که در جدول‌های ۱ و ۲ مشاهده می‌شود، تغییر هندسه ساختار سلول واحد فرامواد و پارامترهای هندسی آن باعث افزایش تعداد قله‌های جذب، افزایش میزان جذب، کاهش پهنای باند جذب و تغییر رفتار طیف به صورت جابجایی فرکانسی در ناحیه تراهرتز می‌شود. این گونه جاذبه‌های فرامواد تراهرتز در زمینه‌هایی مانند حسگرهای زیستی، دستگاه‌های کلیدزنی و... کاربرد دارند.

مرجع‌ها

- [1] Wilink, J. Gerald and J. E. Grundt; "Invited review article: current state of research on biological effects of terahertz radiation", J. Infrared Millim. Terahertz Waves, 32, 1074-1122(2011).

در حالت اپسیلون نزدیک به صفر و ITO شبیه سازی تولید هارمونیک دوم در ماده مقایسه با حالت معمولی

حسن، پاکارزاده؛ زهرا، فیروزی

دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شیراز، شیراز، ایران

pakarzadeh@sutech.ac.ir, zahraafirozi7676@gmail.com

این مقاله، به شبیه سازی تولید هارمونیک دوم (SHG) در ماده ITO در حالت اپسیلون نزدیک به صفر می پردازد و نتایج به دست آمده را با حالت معمولی مقایسه می کند. با شبیه سازی معادلات جفت شده دامنه در دو حالت عادی و اپسیلون نزدیک به صفر، رفتار SHG در ITO تحلیل شده است. نتایج نشان می دهند که در حالت اپسیلون نزدیک به صفر، بازدهی SHG به طور قابل توجهی افزایش می یابد، که این پدیده به دلیل تغییرات در پاسخ غیرخطی ماده و برهم کنش های پیچیده نوری است. این موضوع به ویژه در زمینه کاربردهای اپتیک غیرخطی و حسگرهای نوری حائز اهمیت است.

کلید واژه- اکسید قلع- ایندیموم، اپسیلون نزدیک به صفر، شبیه سازی تولید هارمونیک دوم

Simulation of Second-Harmonic Generation in ITO material under epsilon-near-zero conditions and comparing to the normal case

Hassan Pakarzadeh, Zahra Firouzi

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

pakarzadeh@sutech.ac.ir, zahraafirozi7676@gmail.com

Abstract- This article investigates the simulation of second-harmonic generation (SHG) in ITO material under epsilon-near-zero (ENZ) conditions and compares the obtained results with the normal case. By simulating in both normal and ENZ cases, the SHG behavior of ITO has been analyzed. The results show that in the ENZ case, the efficiency of SHG increases significantly, which is due to changes in the nonlinear response of the material and complicated optical interactions. This is particularly important in the field of nonlinear optics and optical sensors.

Keywords: epsilon-near-zero, indium-tin-oxide, Second-Harmonic Generation simulation.

مقدمه

مواد با اپسیلون نزدیک به صفر (ENZ) در فرکانس‌های خاص، خواص نوری منحصر به فردی دارند. این ویژگی‌ها شامل ضریب شکست نزدیک به صفر و تراوایی مغناطیسی بالا است [۱]. به دلیل این ویژگی‌ها، ENZها پتانسیل بالایی برای کاربرد در دستگاه‌های اپتیک غیرخطی دارند. در اپتیک غیرخطی، خواص نوری مواد تحت تأثیر شدت نور ورودی قرار می‌گیرد. ENZها به دلیل ضریب شکست نزدیک به صفر، می‌توانند به عنوان مواد ایده‌آلی برای ساخت دستگاه‌هایی مانند فرامواد، آنتن‌ها، عدسی‌ها و حسگرها مورد استفاده قرار گیرند [۲]. این مواد می‌توانند برای ساخت عدسی‌های با وضوح بالا، حسگرهای حساس‌تر و دقیق‌تر و همچنین برای تولید هارمونیک دوم (SHG) که یک پدیده غیرخطی مهم است، مورد استفاده قرار گیرند.

مفهوم ENZ از دهه ۱۹۶۰ مطرح شد، اما تحقیقات جدی در این زمینه از دهه ۲۰۰۰ با پیشرفت‌های نانوفناوری و متامواد آغاز شد. مطالعات نشان داده‌اند که ENZها می‌توانند بازدهی SHG را به طور قابل توجهی افزایش دهند. این پدیده می‌تواند برای کاربردهای مختلفی مانند تقویت‌کننده‌های نوری و منابع نوری کاربرد داشته باشد. تحقیقات اخیر بر روی ENZها بر توسعه کاربردهای عملی‌تر، مانند حسگرها و مدارهای الکترونیکی متمرکز شده است [۳]. با پیشرفت‌های تکنولوژیکی، انتظار می‌رود که ENZها در آینده نقش مهمی در توسعه دستگاه‌های نوری و الکترونیکی ایفا کنند [۴]. این مطالعه به بررسی تأثیرات شرایط اپسیلون نزدیک به صفر بر روی ویژگی‌های نوری و الکتریکی اکسید قلع - ایندیوم (ITO) می‌پردازد که ITO به عنوان یکی از مهم‌ترین مواد در این زمینه، به دلیل خواص الکتریکی و اپتیکی برجسته‌اش، در ساختارهای نانومتری و الکترونیکی به طور گسترده‌ای مورد استفاده قرار می‌گیرد. به عنوان یک نیمه‌رسانای شفاف و رسانای الکتریکی در صنایع الکترونیکی و اپتیکی می‌شود. این ماده به دلیل خاصیت هدایت الکتریکی خوب و شفافیت بالا در طول موج‌های نوری، در کاربردهایی نظیر صفحه نمایش‌های لمسی و پنل‌های خورشیدی مورد استفاده قرار می‌گیرد. به علاوه، با بررسی رفتار ITO در حضور مواد ENZ، می‌توان به درک بهتری

از خصوصیات نوری و الکتریکی این ماده دست یافت. این شرایط می‌تواند به بهبود عملکرد دستگاه‌های نوری و الکترونیکی منجر شود ITO. به عنوان یک ماده نوآورانه در طراحی سیستم‌های نوری پیشرفته، مزایای قابل توجهی را ارائه می‌کند. استفاده از آن در شبیه‌سازی‌های تولید هارمونیک دوم، به ویژه در شرایط ENZ، نه تنها کارایی را افزایش می‌دهد، بلکه ظرفیت‌های جدیدی را برای توسعه فناوری‌های نوظهور ارائه می‌دهد. [۵]

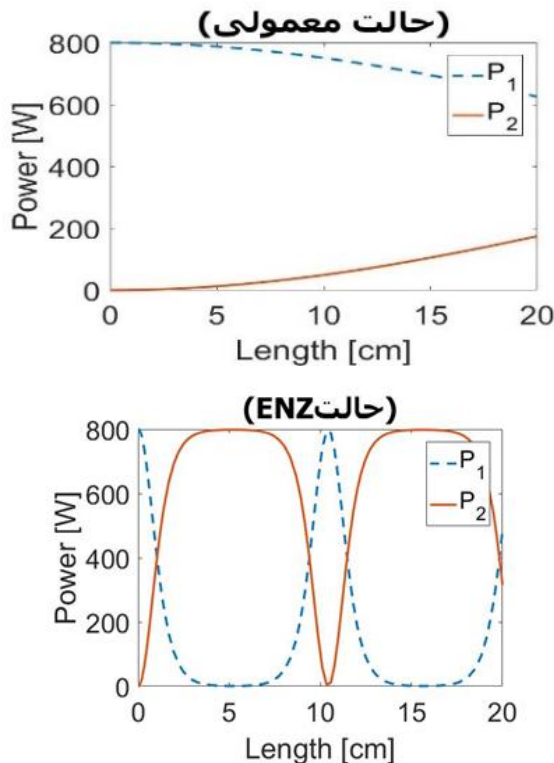
مبانی نظری تولید هارمونیک دوم در ماده ITO

مواد ENZ به دلیل خواص نوری منحصر به فرد خود، از جمله پاسخ غیرخطی شدید و قطبش‌پذیری بالا، در حوزه اپتیک غیرخطی بسیار مورد توجه قرار گرفته‌اند. این مواد می‌توانند منجر به تقویت چشمگیر پدیده‌های غیرخطی از جمله ایجاد SHG شوند. معادلات جفت شده SHG در حالت معمولی عبارتند از:

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} = \frac{4\pi i \omega_1^2 \chi^{(2)}}{k_1 c^2} A_2 A_1^* e^{-i\Delta k z} \quad (1)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} = \frac{2\pi i \omega_2^2 \chi^{(2)}}{k_2 c^2} A_1^2 e^{i\Delta k z} \quad (2)$$

که در آن A_1 و A_2 دامنه موج‌های اولیه و هارمونیک دوم، ω_1 و ω_2 فرکانس‌های اولیه و هارمونیک دوم، پذیرفتاری غیرخطی مرتبه دوم و اختلاف بین بردار موج امواج برهم کنش کننده است. پذیرفتاری غیرخطی در معادلات جفت شده SHG در حالت معمولی ثابت در نظر گرفته می‌شود ولی در حضور مواد ENZ به شدت به فرکانس وابسته است. در حضور مواد ENZ، شدت SHG به طور قابل توجهی افزایش می‌یابد که می‌تواند به چند برابر نسبت به حالت عادی برسد که به نوع ماده ENZ، ساختار ماده، فرکانس موج ورودی، شرایط جورشدهی فاز و دیگر عوامل بستگی دارد [۶]. در شرایط $(\epsilon_2 < 1, \epsilon_1 = 0)$ ، ENZ تغییرات بزرگی در مولفه‌های میدان الکتریکی در مرزهای بین مواد ENZ و دی الکتریک‌ها رخ می‌دهد که به طور خاص، در مورد لایه‌های نزدیک ITO، شدت SHG به طور قابل توجهی در طول موج‌های نزدیک به افزایش می‌یابد. این افزایش به دلیل کاهش تلفات مواد و تقویت میدان‌های الکتریکی داخلی است.



شکل ۲ (الف) تحول توان های موج اصلی و SHG در حالت معمولی برای توان ۸۰۰ وات؛ (ب) حالت ENZ.

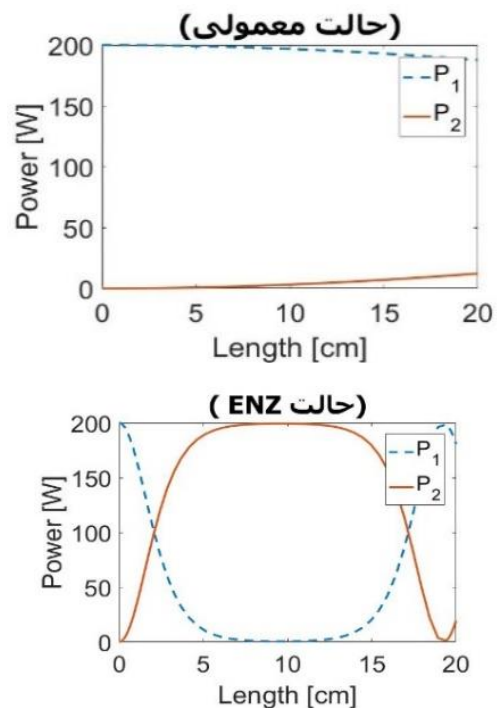
در شکل ۱ و ۲ نتایج به دست آمده از شبیه سازی تحول توان های موج اصلی و SHG در طول ماده ITO ارائه شده است. این نمودارها نشان دهنده تغییرات توان تولید شده در دو حالت مختلف معمولی و اپسیلون نزدیک به صفر است. در شکل ۱ چون توان کمتر است تبدیل توان از موج اصلی که همان ω است به موج 2ω که SHG است دیرتر و در طول های بیشتری اتفاق می افتد به طوری که در حالت معمولی در طول ۵ سانتی متر تقریباً هیچ توانی تبدیل نمی شود و ثابت است. در حالی که برای ENZ در ۵ سانتی متر به خوبی تمام توان از پمپ به موج دوم تخلیه می شود و همینطور که ادامه می دهیم این روند معکوس می شود و دوباره توان از موج SHG به پمپ بر می گردد. مثلاً در ۲۰ سانتی متر معکوس می شود که ناشی از شرط دوره ای جور شدگی فاز است. در شکل ۲ با

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_1(\omega) + i\varepsilon_2(\omega) = \varepsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma\omega} \quad (3)$$

که در آن ε_1 قسمت حقیقی تابع دی الکتریک، ε_2 قسمت موهومی تابع دی الکتریک، ε_∞ گذردهی پس زمینه، ω_p فرکانس پلاسما و γ نرخ برخورد حامل های بار است.

شبیه سازی و بحث

برای بررسی رفتار SHG، دو حالت مدل سازی شد. در ابتدا، ماده ITO در شرایط معمولی شبیه سازی گردید، جایی که خصوصیات نوری و غیرخطی آن بر اساس داده های تجربی استاندارد مدل سازی شدند. در مرحله دوم، پارامترهای اپتیکی ماده طوری تغییر داده شد که اپسیلون در نواحی طیفی خاص به صفر نزدیک شود. این تغییر حالت امکان بررسی تاثیر این ویژگی بر SHG را فراهم می کند.



شکل ۱ (الف) تحول توان های موج اصلی و SHG در حالت معمولی برای توان ۲۰۰ وات؛ (ب) حالت ENZ.

media,” Nat. Rev. Mater., vol. 4, no. 8, pp. 535–551, 2019.

- [3] Kinsey N., Khurgin J., “Nonlinear epsilon-near-zero materials explained: Opinion,” Opt. Mater. Express, vol. 9, no. 7, pp. 2793-2798, 2019.
- [4] Gili V. F., Carletti L., Locatelli A., Caspani L., De Angelis C., Ravaro M., Liscidini M., “Near-zero-permittivity materials for nonlinear optics,” Optica, vol. 5, no. 7, pp. 870-875, 2018.
- [5] oyd R. W., “Nonlinear Optics, 3rd ed.,” Academic Press, Ottawa, pp. 96-105, 2008.
- [6] Khriachtchev L., “Basic Principles, Present Status, and Perspectives: Silicon Nanophotonics,” Pan Stanford Publishing Pte. Ltd., Singapore, pp. 223-237, 2016.

افزایش توان برهم کنش خطی قوی تر می شود بنابراین نسبت به سری قبل در طول کمتری تغییرات دیده می شود.

جدول ۱: درصد بازدهی SHG در دو حالت معمولی و ENZ به ازای توان های ورودی مختلف.

P1 (W)	بازدهی حالت معمولی (درصد)	بازدهی حالت ENZ (درصد)
200	13.15	47.81
400	37.78	69.66
600	63.88	81.04
800	78.11	87.53
1000	86.07	91.47

در جدول شماره ۱ با مقایسه نتایج به دست آمده از دو حالت، مشخص می شود که در حالت اپسیلون نزدیک به صفر، SHG به مراتب بیشتر از حالت معمولی است. این نشان دهنده تأثیر قابل توجه ویژگی های الکتریکی و نوری ITO در بهبود SHG می باشد.

نتیجه گیری

شبیه سازی انجام شده نشان می دهد استفاده از ITO در حالت ENZ، نه تنها بازدهی SHG را افزایش می دهد، بلکه می تواند شرایط مناسبی برای SHG در ماده ITO فراهم آورد و همچنین با افزایش توان مشاهده می شود که بازدهی به طور قابل توجهی افزایش می یابد. این یافته، پتانسیل بالایی را برای طراحی و ساخت دستگاه های نوری غیرخطی با بازدهی بالا، مانند تولیدکننده های نور همدوس و حسگرهای نوری حساس، فراهم می آورد. همچنین، تأثیر پارامترهای مختلف بر این فرآیند، درک ما را از رفتار نوری ماده ITO در شرایط مختلف بهبود می بخشد.

مرجع ها

- [1] J. Smith, L. Johnson, "Second Harmonic Generation in Indium Tin Oxide: A Comparative Study of Near-Zero Epsilon and Conventional States," Journal of Optical Materials, vol. 45, no. 2, pp. 123-135, 2023
- [2] Reshef O., De Leon I., Alam M. Z., Boyd R. W., “Nonlinear optical effects in epsilon-near-zero

سی و یکمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و هفدهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه علم

و صنعت ایران، تهران، ایران، ۱۷ و ۱۸ بهمن ۱۴۰۳

مقالات پوستر

سی و یکمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و هفدهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه علم و صنعت ایران، تهران، ایران، ۱۷ و ۱۸ بهمن ۱۴۰۳
مقالات پوستر



انجمن اپتیک و فوتونیک ایران

سی و یکمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران

هفدهمین کنفرانس مهندسی
و فناوری فوتونیک ایران

نشانی کمیته علمی

تهران، بزرگراه جلال آل احمد
خیابان جانبازان، خیابان تئات
کوچه عشقی پور، کوچه آریا، دفتر انجمن
اپتیک و فوتونیک ایران

تلفن: +۹۱۲۲۱۹۶۲۳۴ ۲۵ ۵۹ ۳۷

رایانامه: info@icop.ir

تلفن همراه: +۹۱۲۲۱۹۶۲۳۴

نشانی کمیته اجرایی

تهران، نارمک؛ دانشگاه علم و صنعت ایران
دانشکده فیزیک

تلفن: +۹۱۲۲۴۰۲۶۶ ۷۷۲۴

نمابر: +۹۱۲۲۴۰۴۷۷ ۷۷۲۴

تاریخ برگزاری کنفرانس
۱۷ و ۱۸ بهمن ماه سال ۱۴۰۳
دانشگاه علم و صنعت ایران

ارسال مقالات از تاریخ ۱۷ شهریور لغایت ۱۸ آبان
وبگاه کنفرانس برای ثبت نام و ارسال مقاله <http://icop.ir>

