

Research Paper

# Investigation of Tunable Complete Photonic Band Gap in Two-dimensional Photonic Crystals Composed of Plasma Column in Kerr Nonlinear Dielectric Background<sup>1</sup>

Taymaz Fathollahi Khalkhali\*<sup>2</sup> and Behrooz Rezaei<sup>3</sup>

Received: 2021.05.12

Revised: 2021.07.21

Accepted: 2021.08.09

## Abstract

In this study, the photonic band structure of two-dimensional photonic crystals with square and honeycomb lattices consisting of air holes in the Kerr nonlinear material background has been investigated. We assumed that the holes with different geometrical shapes are filled with plasma. The numerical results based on the finite difference time method show that most of the designed structures represent a complete photonic bandgap with noticeable width at optimum values of structural parameters for low-intensity incident waves, in which the width can be changed through varying the incident light intensity. The calculations show that when the shape of the plasma-filled holes is the same as the shape of the unit cell of the structures, the most change in the total photonic bandgap is visible in the frequency range as  $\Delta\omega \cong 0/03(\pi c/a)$  the light intensity of the incident light changes. Furthermore, the maximum width of the photonic gap in these structures was reached  $\Delta\omega = 0.0711(\pi c/a)$ , which has increased approximately  $0.015(\pi c/a)$  in comparison with similar previously studied structures. The obtained result can be used for designing tunable optical devices.

**Keywords:** *Two-Dimensional Photonic Crystal, Plasma, Kerr Nonlinear Material, Finite Difference Time Domain Method.*

<sup>1</sup> DOI: 10.22051/ijap.2022.36037.1208

<sup>2</sup> Assistant Professor, Photonics and Quantum Technologies Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute (NSTRI), Tehran, Iran. (Corresponding Author). Email: tfathollahi@aeoi.org.ir.

<sup>3</sup> Associate Professor, Department of Condensed Matter Physics, Faculty of Physics, University of Tabriz, Tabriz, Iran. Email: b\_rezaei@tabrizu.ac.ir



# بررسی شکاف کامل فوتونی کوک پذیر در بلورهای فوتونی دوبعدی شامل ستون‌های پلاسمایی در زمینه ماده

## دی‌الکتریک غیرخطی کر<sup>۱</sup>

تایماز فتح الهی خلخالی\*<sup>۲</sup> و بهروز رضائی<sup>۳</sup>

تاریخ دریافت: ۱۴۰۰/۰۲/۲۲

تاریخ بازنگری: ۱۴۰۰/۰۴/۳۰

تاریخ پذیرش: ۱۴۰۰/۰۵/۱۸

فصلنامه علمی فیزیک کاربردی ایران

دانشکده فیزیک شیمی، دانشگاه الزهرا

سال دوازدهم، پیاپی ۲۸، بهار ۱۴۰۱

صص ۱۷-۳۰

### چکیده:

در این تحقیق ساختار نواری فوتونی در بلورهای فوتونی دوبعدی با شبکه مربعی و لانه زنبوری، ساخته شده از حفره‌های هوا در زمینه ماده غیرخطی کر مورد بررسی قرار گرفته است. حفره‌های هوا دارای اشکال هندسی مختلفی هستند که با پلازما پر شده‌اند. نتایج محاسبات عددی بر پایه روش تفاضل‌های متناهی در حوزه زمان نشان می‌دهد که به ازای موج فرودی با شدت کم، اکثر ساختارهای طراحی شده به ازای پارامترهای ساختاری بهینه، دارای شکاف فوتونی کامل با پهنای قابل ملاحظه است، به طوری که می‌توان با تغییر شدت موج فرودی این پهنای را تغییر داد. این محاسبات نشان می‌دهد که هنگامی که شکل حفره‌های پر شده از پلازما با شکل سلول واحد شبکه یکسان است، بیشترین میزان تغییرات شکاف کامل فوتونی به ازای تغییر شدت نور فرودی در محدوده بسامدی  $\Delta\omega \cong 0.03(\pi c/a)$  قابل مشاهده است. همچنین بیشینه پهنای شکاف فوتونی در این ساختارها به اندازه  $\Delta\omega = 0.0711(\pi c/a)$  رسید که در مقایسه با ساختارهای مشابه قبلی در حدود  $0.015(\pi c/a)$  افزایش یافته است. نتایج بدست آمده می‌تواند در طراحی ادوات نوری کوک پذیر مورد استفاده قرار گیرد.

**واژگان کلیدی:** بلور فوتونی دوبعدی، پلازما، ماده غیرخطی کر، روش تفاضل‌های متناهی در حوزه زمان.

<sup>۱</sup> DOI: 10.22051/IJAP.2022.36037.1208

<sup>۲</sup> استادیار، پژوهشکده فوتونیک و فناوری‌های کوانتومی، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، سازمان انرژی اتمی، تهران، ایران. (نویسنده مسئول).

Email: tfathollahi@aeoi.org.ir.

<sup>۳</sup> دانشیار، گروه فیزیک ماده چگال، دانشکده فیزیک، دانشگاه تبریز، تبریز، ایران. Email: b\_rezaei@tabrizu.ac.ir.



## ۱. مقدمه

در سال‌های اخیر، ساختارهای متناوب از مواد، معروف به بلورهای فوتونی، به دلیل ویژگی‌های خاص و کاربردی مورد توجه محققین قرار گرفته‌اند [۱-۲]. مهمترین ویژگی این دسته از ادوات نوری نوار ممنوعه بسامدی می‌باشد که در این ناحیه بسامدی نور فرودی نمی‌تواند انتشار یابد [۳]. پهنای این ناحیه بسامدی به هندسه، اندازه، جنس و فضای ماده‌ای که ساختار تناوبی را می‌سازد، بستگی دارد. اغلب در ساخت بلورهای فوتونی از دی‌الکتریک‌ها استفاده می‌شود و در بلورهای معروف به بلورهای فوتونی یک بعدی لایه‌های دی‌الکتریک به صورت منظم و با یک تابع متناوب روی هم قرار می‌گیرند. حال اگر این تناوب در دو یا سه بعد باشد، بلورهای فوتونی دو و سه بعدی بدست خواهند آمد. این ساختارها در واقع دو گان بلورهای نیم‌رسانا هستند و این موضوع از مشابهت معادله شرودینگر در فیزیک حالت جامد و معادله هلمهولتز در الکترومغناطیس ناشی می‌شود. ضریب شکست همان نقشی را در معادله هلمهولتز بازی می‌کند که پتانسیل الکتریکی در معادله شرودینگر. بنابراین عملکرد بلورهای فوتونی (ساختارهای با ضریب شکست متناوب) در برابر فوتون‌ها مشابه عملکرد بلورهای نیم‌رسانا (ساختارهای با پتانسیل الکتریکی متناوب) در برابر الکترون‌ها است و همین موضوع سبب به وجود آمدن ناحیه ممنوعه بسامدی می‌شود.

اگرچه بلورهای فوتونی سه بعدی دارای شکاف فوتونی کامل سه بعدی هستند و می‌توانند نور را در تمام جهت‌های فضایی محبوس کنند و از این جهت دارای اهمیت فراوان می‌باشند، ولی ساخت این دسته از بلورها با فناوری کنونی بسیار سخت و پرهزینه است. در نتیجه بلورهای فوتونی دو بعدی به این دلیل که ساخت آن‌ها با فناوری‌های کنونی آسان و امکان‌پذیر است و همچنین دارای ویژگی‌های جالبی هستند، بسیار مورد توجه محققین قرار گرفته‌اند.

در بررسی بلورهای فوتونی دو بعدی امواج الکترومغناطیسی می‌توانند به مدهای قطبشی الکتریکی و مغناطیسی تقسیم شوند که امکان وجود ناحیه ممنوعه بسامدی برای هر دو قطبش وجود دارد و شکاف فوتونی کامل در صورتی به وجود خواهد آمد که نوارهای ممنوعه بسامدی برای هر دو مدهای قطبشی بیان شده به طور همزمان وجود داشته و با هم هم‌پوشانی نمایند [۴]. روش‌های متفاوتی برای ایجاد شکاف فوتونی کامل در بلورهای فوتونی دو بعدی از قبیل کاهش تقارن بلوری [۵]، بکارگیری مواد ناهمسانگرد [۶] و بلورهای فوتونی حلقوی [۷] مورد استفاده قرار گرفته است.

با توجه به این که مهمترین ویژگی در بلورهای فوتونی وجود شکاف نواری فوتونی است، مهمترین کاربرد آن نیز استفاده از همین ویژگی برای هدایت مسیر نور و به تله انداختن آن است. در بلورهای



فوتونی به ویژه بلورهای فوتونی دو بعدی، با ایجاد نقص نقطه‌ای، خطی و صفحه‌ای می‌توان ساختارهایی همچون موجبر و کاواک ایجاد نمود [۸-۹]. علاوه بر کاربردهای بیان شده می‌توان با تغییرات ساختاری دیگر، مانند مدرج کردن ضریب شکست و یا ایجاد چند کاواک در کنار یکدیگر در این دسته از بلورها، عدسی، تزویجگر و ساختارهایی به منظور ایجاد نور گُند طراحی کرد و نمونه‌های حقیقی از آن‌ها را ساخت [۱۱-۱۰].

در ده سال گذشته استفاده از پلاسمای بلورهای فوتونی مورد توجه فراوان قرار گرفته است. پلاسمای نوعی ماده پاشنده است که ضریب شکست آن به بسامد نور ورودی وابسته است. برای نخستین بار هوجو و مایس مشخصات پاشندگی امواج الکترومغناطیسی را در بلورهای فوتونی پلاسمایی یک بعدی مطالعه کردند و به این موضوع پی بردند که با استفاده از رابطه پاشندگی چنین ساختاری، نوار ممنوعه بسامدی و بسامد قطع ایجاد خواهد شد [۱۲]. در ادامه، تحقیقات فراوانی بر روی ساختار نواری بلورهای فوتونی پلاسمایی یک و دو بعدی انجام شد. در همه این مطالعات ساختار نواری فوتونی به طور جداگانه برای دو مُد قطبشی الکتریکی و مغناطیسی مورد مطالعه قرار گرفت [۱۳-۲۱]. در سال ۲۰۱۵ ژانگ و همکاران برای نخستین بار بلور فوتونی دو بعدی پلاسمایی را طراحی کرده و نشان دادند که دارای شکاف فوتونی کامل است [۲۲]. اما پهنای این شکاف فوتونی بسیار کوچک و محدود بود. در سال‌های ۲۰۱۶ و ۲۰۱۷ بلورهای فوتونی پلاسمایی دو بعدی با ساختارهای هندسی دیگری پیشنهاد شد که در این دسته از ادوات اپتیکی شکاف فوتونی با پهنای قابل ملاحظه مشاهده گردید [۲۳-۲۴]. در این ساختارها پهنای شکاف‌های فوتونی بدست آمده یا ثابت بود و یا از راه تغییر بسامد پلاسمای تغییرات محدودی در پهنای آن‌ها بوجود می‌آمد.

به تازگی ساختاری شامل میله‌های غیرخطی از جنس ماده دی‌الکتریک در زمینه پلاسمای مورد بررسی قرار گرفته است و مشاهده شده است که امکان ایجاد شکاف فوتونی کامل و کوک‌پذیر در این ساختارها وجود دارد [۲۵]. در این مقاله، نویسندگان قصد دارند یک بلور فوتونی با ساختار معکوس ارائه شده در مقاله بیان شده، [۲۵]، را بررسی نمایند. این ساختار شامل حفره‌های پر شده از پلاسمای اشکال هندسی مختلف (دایروی، مربعی و شش گوشه) در زمینه یک ماده غیرخطی کُر با شبکه مربعی و لانه زنبوری است. پژوهشگران در این مطالعه قصد دارند با بکارگیری همزمان پلاسمای ماده غیرخطی کُر احتمال ایجاد شکاف فوتونی کامل در ساختارهای مورد مطالعه را بررسی نمایند. همچنین با توجه به این که وجود ماده غیرخطی کُر موجب می‌شود که بتوان با استفاده از تغییر

شدت موج فرودی ضریب شکست ماده زمینه را تغییر داد، پژوهشگران تغییرات پهنای ساختار نواری فوتونی را براساس تغییرات شدت موج فرودی بررسی خواهند کرد.

## ۲. ساختار مورد بررسی و روش محاسباتی

در این پژوهش ساختار نواری فوتونی بلور فوتونی دو بعدی با شبکه مربعی و لانه زنبوری، ساخته شده از حفره‌های هوا با اشکال هندسی متفاوت (دایروی، مربعی و شش گوشه) در زمینه ماده غیرخطی کر<sup>۱</sup> مورد بررسی قرار می‌گیرد. همچنین فرض شده است که این حفره‌های هوا با پلاسما پر شده‌اند. ساختارهای بیان شده به صورت طرح‌وار در شکل ۱ نشان داده شده است. در این نمونه-های طرح‌وار، راستای تناوب بلوری در صفحه X-Y فرض شده است. ستون‌های پلاسما موازی با محور Z ها هستند. همان‌طور که بیان شد در این پژوهش حفره‌های هوا با پلاسما پر شده‌اند و می‌دانیم که پلاسما یک نوع ماده دی‌الکتریک وابسته به بسامد است که تابع دی‌الکتریک آن از مدل درود پیروی می‌کند و با رابطه زیر بیان می‌شود [۲۳-۲۴]:

$$\epsilon_p(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - j(\nu_c \omega)} \quad (1)$$

که در آن  $\omega_p$ ،  $\nu_c$  و  $\omega$  به ترتیب بسامد پلاسما، بسامد برخورد الکترون و بسامد موج ورودی است. همچنین در رابطه بالا  $j = \sqrt{-1}$  است و بسامد پلاسما از رابطه  $\omega_p = (e^2 n_e / \epsilon_0 m)^{1/2}$  پیروی می‌کند که در آن  $e$ ،  $n_e$ ،  $m$  و  $\epsilon_0$  به ترتیب بار الکترون، چگالی الکترون، جرم الکترون و ثابت دی‌الکتریک خلأ است.

همان‌طور که گفته شد، ماده دی‌الکتریک زمینه از نوع ماده غیرخطی کر انتخاب شده است. اپتیک غیرخطی، مطالعه پدیده‌هایی است که به عنوان نتیجه‌ای از تغییرات ویژگی‌های نوری ماده در حضور نور اتفاق می‌افتد. برای شرح غیرخطیت نوری، ملاحظات نظری با معادلات ماکسول شروع می‌شود که در واحد SI به صورت زیر تعریف می‌شوند [۲۶]:

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \vec{B} &= 0, & \nabla \times \vec{E} + \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} &= 0 \\ \nabla \cdot \vec{D} &= \rho, & \nabla \times \vec{H} - \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} &= \vec{J} \end{aligned} \quad (2)$$

<sup>1</sup> Kerr



که در آن  $\rho$  و  $\vec{J}$  به ترتیب چگالی بار الکتریکی آزاد و چگالی جریان هستند. ارتباط بین چهار بردار میدان الکترومغناطیس به روابط سازنده معروف است. این روابط، حتی در حضور غیرخطیت به شکل زیر می‌باشند:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}_E \quad (۳)$$

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \vec{P}_M \quad (۴)$$

در روابط بالا  $\epsilon_0$  و  $\mu_0$  به ترتیب ثابت‌های گذردهی و تراوایی خلأ هستند. در اپتیک خطی بردار قطبش  $\vec{P}_E(t)$  با شدت میدان الکتریکی  $\vec{E}(t)$  رابطه خطی دارد و به صورت زیر بیان می‌شود:

$$\vec{P}_E(t) = \epsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E}(t) \quad (۵)$$

که در آن  $\chi^{(1)}$  به پذیرفتاری خطی معروف است. اما در اپتیک غیرخطی، پاسخ نوری اغلب با بیان قطبش  $\vec{P}_E(t)$  بر حسب سری‌های توانی از شدت میدان  $\vec{E}(t)$  توصیف می‌شود:

(۶)

$$\vec{P}_E(t) = \epsilon_0 (\chi^{(1)} \vec{E}(t) + \chi^{(2)} E^2(t) + \chi^{(3)} \vec{E}^3(t) + \dots)$$

که در آن  $\chi^{(2)}$  و  $\chi^{(3)}$  به ترتیب پذیرفتاری نوری مرتبه دوم و سوم را نشان می‌دهد. بنابر این قطبش مرتبه دوم و سوم نیز به ترتیب عبارت است از:

$$\vec{P}^2(t) = \epsilon_0 \chi^{(2)} \vec{E}^2(t) \quad (۷)$$

$$\vec{P}^3(t) = \epsilon_0 \chi^{(3)} \vec{E}^3(t)$$

در حالت کلی،  $\vec{E}(t)$  از مولفه‌های بسامدی مختلف تشکیل می‌یابد و رابطه مربوط به  $\vec{P}^3(t)$  خیلی پیچیده می‌شود. بنابراین فقط یک حالت ساده، که در آن میدان اعمالی تک رنگ باشد، در نظر گرفته می‌شود:

$$\vec{E}(t) = E \cos(\omega t) \quad (۸)$$

بنابراین می‌توان رابطه زیر را برای قطبش مرتبه سوم بدست آورد:

$$\vec{P}^{(3)}(t) = \frac{1}{4} \epsilon_0 \chi^{(3)} E^3 \cos(3\omega t) + \frac{3}{4} \epsilon_0 \chi^{(3)} E^3 \cos(\omega t) \quad (۹)$$

جمله اول معادله (۹) پاسخ ماده در بسامد  $3\omega$  را نشان می‌دهد که به دلیل میدان اعمالی با بسامد  $\omega$  می‌باشد. این جمله منجر به فرآیند تولید هماهنگ سوم می‌شود. جمله دوم معادله (۹) سهم خطی قطبش را به ازای بسامد میدان فرودی توصیف می‌کند و منجر به سهم غیرخطی ضریب شکست شده که یک موج با بسامد  $\omega$  تجربه می‌کند. ضریب شکست در حضور این نوع غیرخطیت می‌تواند به صورت زیر نمایش داده شود [۲۶-۲۷]:

$$n = n_0 + n_2 I \quad (10)$$

در رابطه بالا  $n_0$  ضریب شکست خطی و  $n_2 = \frac{3}{4n_0^2 \epsilon_0 c} \chi^{(3)}$  ثابت نوری جدیدی است که گاهی اوقات ضریب شکست مرتبه دوم نیز نامیده می‌شود. این رابطه آهنگ افزایش ضریب شکست با افزایش شدت میدان را نشان می‌دهد، یا به عبارتی شدت غیرخطیت نوری را مشخص می‌کند. کمیت  $I = \frac{1}{2} \epsilon_0 n_0 c E^2$  نیز شدت موج فرودی است. در این پژوهش، ضریب غیرخطی  $n_2$  به صورت  $n_2 = 1(a^2/W)$  در نظر گرفته شده است و واحد شدت نور خارجی یا فرودی  $(W/a^2)$  فرض شده است که در آن  $a$  ثابت شبکه است. این انتخاب به این دلیل است که تنها حاصل ضرب  $n_2 I$  برای ما اهمیت دارد و تا زمانی که این حاصل ضرب دارای ابعاد صحیح باشد، محاسبات کامل و درست است [۲۸].

برای تحلیل بلورهای فوتونی، به ویژه محاسبه مدهای میدان الکترومغناطیسی در این ساختارها، روش‌های متفاوتی وجود دارد. به صورت کلی می‌توان این روش‌ها را به دو دسته حوزه زمان و حوزه بسامد تقسیم‌بندی کرد. در حوزه زمان روش‌هایی مانند تفاضل متناهی در حوزه زمان و المان متناهی در حوزه زمان را می‌توان نام برد. در حوزه بسامد روش‌ها از تنوع بیشتری برخوردار هستند و می‌توان به مواردی چون روش بسط موج تخت، روش توابع وانیر و همچنین روش‌های تفاضل متناهی و المان متناهی در حوزه بسامد اشاره نمود.

در این میان یکی از ساده‌ترین و در عین حال دقیق‌ترین روش‌ها برای طیف گسترده‌ای از مسائل، بکارگیری روش تفاضل متناهی در حوزه زمان می‌باشد که به صورت خلاصه به نام FDTD<sup>۱</sup> مشهور است [۲۹]. این روش یک روش عددی در حل معادلات الکترومغناطیس می‌باشد و چون از عهده حل مسائل گسترده برمی‌آید، در سال‌های اخیر با استقبال روزافزونی مواجه شده است. این روش بر پایه گسسته‌سازی فضا یا به عبارتی جایگزینی فضای پیوسته با مجموعه گسسته‌ای از نقاط می‌باشد.

<sup>۱</sup> Finite-difference Time-Domain



سپس مشتقات در معادلات ماکسول با تفاضل‌های محدود جایگزین شده، که منجر به دستگامی از معادلات جبری در مختصات می‌شود. این دستگام معادلات به طور ترتیبی با شروع از شرایط اولیه و مرزی و با حل معادلات ماکسول روی یک شبکه گسسته، توزیع میدان را بدست می‌دهد.

در این پژوهش از این روش برای شبیه‌سازی میدان‌های الکترومغناطیسی و محاسبه ساختار نواری فوتونی استفاده می‌شود. در روش تفاضل‌های متناهی در حوزه زمان در اولین قدم باید یک ناحیه محاسباتی تعریف کرد و این ناحیه محاسباتی را شبکه‌بندی نمود. به همین منظور هر سلول واحد در این ناحیه محاسباتی به  $30 \times 30$  نقطه شبکه تقسیم شده است. ساختارهای بلور فوتونی پلاسمایی و غیرخطی با یک منبع نوری گاوسی با محدوده بسامد مورد نظر که در یک نقطه نامتقارن در سلول واحد قرار گرفته است، تحریک می‌شود. در نتیجه متناظر با مدهای قطبشی TM و TE به ترتیب میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی در امتداد میله‌های پلازما (محور Z ها) قطبیده می‌شوند. همچنین از شرط مرزی تناوبی در مرزهای ناحیه محاسباتی استفاده شده است. لازم به یادآوری است که در تمامی محاسبات بسامدها نسبت به  $\frac{\omega a}{2\pi c}$  بدون بُعد شده‌اند که در آن C سرعت نور می‌باشد.

در پایان این بخش لازم به یادآوری است که به منظور استفاده از روش تفاضل‌های متناهی در حوزه زمان و مطالعه بلورهای فوتونی به صورت نظری، نیاز به استفاده از برنامه‌نویسی و شبیه‌سازی رایانه‌ای خواهد بود. نرم افزارهای زیادی وجود دارند که بر مبنای روش تفاضل‌های متناهی طراحی شده‌اند. یکی از بهترین و پرکاربردترین این نرم افزارها MEEP<sup>1</sup> می‌باشد که محققین دانشگاه ام‌آی‌تی<sup>2</sup> طراحی نموده‌اند و در کار حاضر از آن استفاده شده است. این نرم افزار برای اولین بار در سال ۲۰۰۶ میلادی در سایت دانشگاه ام‌آی‌تی به صورت رایگان قرار داده شد و تاکنون در بیش از ۱۰۰ مجله معتبر، بالغ بر ۱۰۰۰۰ مقاله با استفاده از این نرم افزار به چاپ رسیده است.

روش تفاضل‌های متناهی در حوزه زمان یک روش شبیه‌سازی است. با این روش حرکت امواج الکترومغناطیسی در یک محیط دلخواه شبیه‌سازی رایانه‌ای می‌شود. این نرم افزار بر روی سیستم عامل لینوکس نصب می‌شود و توانایی طراحی ساختارهای متفاوتی به کمک آن وجود دارد. همچنین این نرم افزار یک ناحیه محاسباتی با ابعاد و جداسازی دلخواه را ایجاد می‌کند و می‌توان به طور کامل یک محیط فیزیکی را در آن شبیه‌سازی نمود و به استخراج داده‌های مورد نیاز پرداخت. در پایان

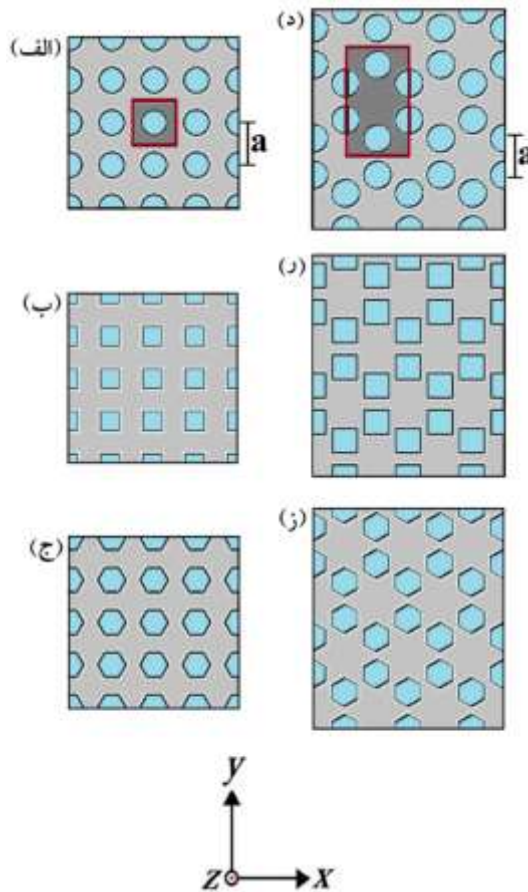
<sup>1</sup> MIT Electromagnetic Equation Propagation

<sup>2</sup> Massachusetts Institute of Technology (MIT)





این بخش لازم به یادآوری است که نتایج بدست آمده از راه نرم افزار متلب تحلیل و تبدیل به نمودار شده است و تمامی نمودارهای نشان داده شده در این پژوهش با استفاده از این نرم افزار رسم شده‌اند.



**شکل ۱** نمایش طرح وار سطح مقطع شبکه مربعی با حفره‌های (الف): دایروی، (ب): مربعی، (ج): شش گوش و شبکه لانه زنبوری با حفره‌های (د): دایروی، (ر): مربعی، (ز): لانه زنبوری پر شده از پلازما در زمینه ماده دی الکتریک غیرخطی کر.

### ۳. بحث و نتیجه گیری

در این پژوهش می‌خواهیم ساختار نواری فوتونی شبکه‌های مربعی و لانه زنبوری ساخته شده از ستون‌های هوا با اشکال هندسی مختلف و پر شده با پلازما را در زمینه ماده دی الکتریک غیرخطی

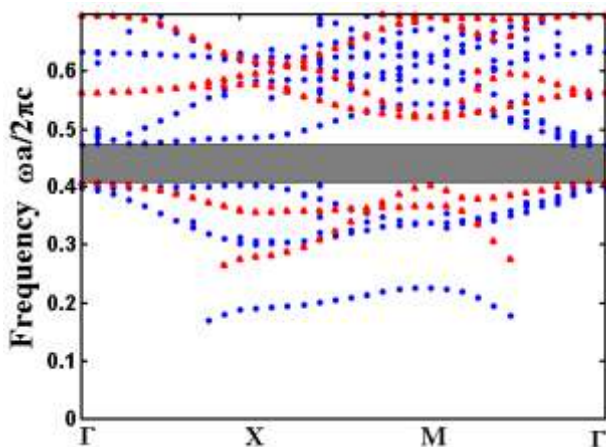


کر مورد بررسی قرار دهیم. در ابتدا ساختار نواری زمانی که شدت موج فرودی کم است، مورد مطالعه قرار می‌گیرد. در این حالت به ازای تمامی مقادیر ممکن از پارامترهای هندسی، ساختار نواری فوتونی بررسی شده و بهینه حالت ممکن با بیشترین پهنای شکاف نواری فوتونی کامل ممکن، انتخاب می‌شود. در ادامه همین روش برای موج فرودی با شدت بیشتر تکرار شده و تغییرات پهنای شکاف نواری فوتونی کامل با جزئیات مورد مطالعه قرار می‌گیرد.

همان‌طور که در بخش قبل نیز بیان شد، در این پژوهش بسامدها نسبت به  $\omega a/2\pi c$  بدون بُعد شده است و بسامد پلاسما و بسامد برخورد الکترونی به ترتیب عبارت است از  $\omega_p = 0/2\omega_{p0}$  و  $V_p = 0/02\omega_{p0}$ . در این روابط  $\omega_{p0}$  مقداری ثابت و برابر با  $0.2(2\pi c/a)$  است. همچنین ثابت دی‌الکتریک ماده زمینه  $n=3.44$  متناظر با ماده پر کاربرد سیلیکون (Si) در نظر گرفته شده است. در ادامه این بخش به ترتیب شبکه‌های مربعی و لانه زنبوری مطالعه خواهند شد.

### ۳-۱ شبکه مربعی

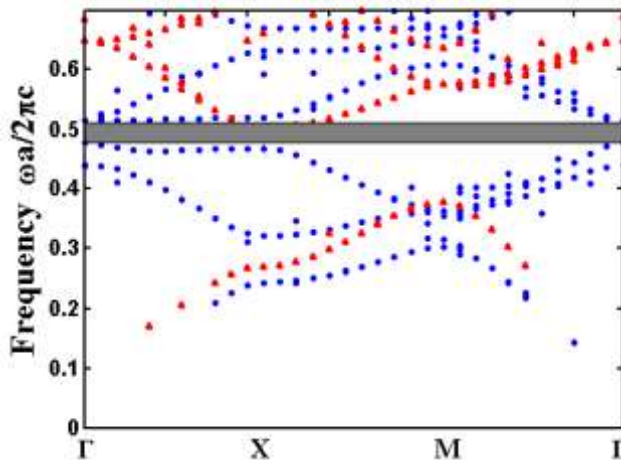
در این بخش تاثیر تغییرات شدت موج فرودی بر روی ساختار نواری شبکه مربعی شامل حفره‌های هوا پر شده با پلاسما با اشکال هندسی متفاوت مورد بررسی قرار می‌گیرد. ابتدا حفره‌های دایروی شکل پر شده با پلاسما در نظر گرفته می‌شود و ساختار نواری فوتونی را برای تمامی مقادیر ممکن از شعاع میله‌ها ( $r$ ) به ازای شدت‌های پایین مطالعه می‌کنیم. نتایج محاسبات نشان می‌دهد، هنگامی که  $r$  در بازه  $0.45a-0.48a$  تغییر می‌کند، پهنای شکاف فوتونی کامل قابل ملاحظه است. براساس این نتایج معلوم می‌شود که بیشینه شکاف کامل فوتونی ممکن در این ساختار به ازای  $r = 0.47a$  با پهنای  $\Delta\omega = 0.048(2\pi c/a)$  بدست می‌آید. فرکانس‌های لبه پائینی و بالایی آن به ترتیب عبارتند از:  $\omega_1 = 0.4721$  و  $\omega_2 = 0.5209$  بر حسب  $(2\pi c/a)$ . در مرحله بعدی در همین ساختار شدت موج فرودی را آرام آرام افزایش می‌دهیم و در هر مرحله از افزایش شدت موج فرودی، ساختار نواری فوتونی را به ازای تمامی مقادیر ممکن از شعاع حفره‌ها، بررسی می‌نمائیم. نتایج شبیه‌سازی‌ها نشان می‌دهد که به ازای  $I = 100(w/a^2)$ ، در محدوده  $r = 0.46a$  تا  $r = 0.50a$  پهنای شکاف فوتونی کامل افزایش قابل ملاحظه‌ای دارد به طوری که در  $r = 0.48a$  پهنای شکاف فوتونی به مقدار  $\Delta\omega = 0.0711(2\pi c/a)$  می‌رسد. ساختار نواری فوتونی متناظر با این حالت در شکل ۲ نمایش داده شده است.



**شکل ۲** ساختار نواری فوتونی شبکه مربعی ساخته شده از حفره‌های دایروی پر شده با پلاسما برای مدهای قطبشی الکتریکی (دایره آبی) و مغناطیسی (مثلث قرمز) به ازای  $r = 0.48a$  و  $I = 100(w/a^2)$

در حالت بعدی شبکه مربعی از حفره‌های مربع شکل پر شده با پلاسما مورد بررسی قرار می‌گیرد (شکل ۱-ب). فرض می‌کنیم  $r$  نصف طول ضلع حفره‌های پلاسمایی باشد. در تشابه با حالت قبل تمامی پارامترهای ساختاری را برای به دست آوردن شکاف فوتونی کامل با پهنای بیشینه، در حالتی که شدت موج فرودی کم باشد، بهینه می‌نمائیم. نتایج محاسبات نشان داد که در این حالت، ساختار مورد بررسی به صورت جداگانه برای دو مد الکتریکی و مغناطیسی دارای شکاف فوتونی می‌باشد، اما این دو شکاف با یکدیگر هم‌پوشانی ندارند، یا به بیان دیگر ساختار نواری فوتونی کامل مشاهده نمی‌شود. در ادامه شدت نور فرودی افزایش یافت و مشاهده شد که با این افزایش امکان به وجود آمدن شکاف کامل فوتونی وجود دارد. همان‌طور که در شکل ۳ نشان داده شده است، به ازای  $I = 100(w/a^2)$  و  $r = 0.45a$  بیشینه شکاف فوتونی کامل ممکن در این ساختار با پهنای  $\Delta\omega = 0.0391(2\pi c/a)$  بدست آمده است که فرکانس لبه پائینی و بالایی آن به ترتیب عبارتند از:  $\omega_1 = 0.4762$  و  $\omega_2 = 0.5153$ .





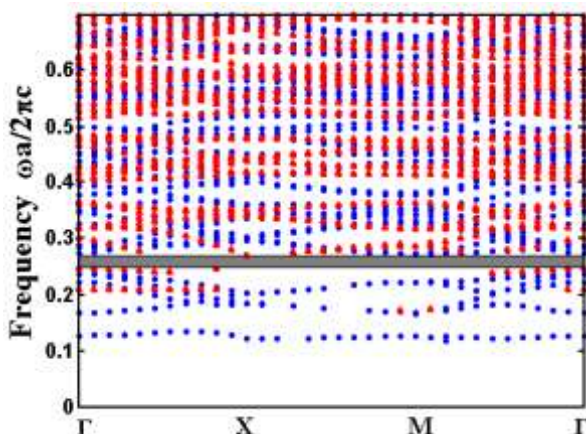
**شکل ۳** ساختار نواری فوتونی شبکه مربعی ساخته شده از حفره‌های مربعی پر شده با پلازما برای مُدهای قطبشی الکتریکی (دایره آبی) و مغناطیسی (مثلث قرمز) به ازای  $r = 0.45a$  و  $I = 100(w/a^2)$

در حالت بعدی شبکه مربعی با حفره‌های شش گوشه مورد بررسی قرار گرفت. نتایج محاسبات و شبیه‌سازی‌ها نشان داد که این ساختار نه در شدت‌های پایین و نه در شدت‌های بالا دارای شکاف فوتونی کامل نمی‌باشد.

### ۳-۲ شبکه لانه زنبوری

در حالت بعدی شبکه لانه زنبوری ساخته شده از حفره‌های دایروی، شش گوشه و مربعی مورد بررسی قرار می‌گیرد. در مرحله اول حفره‌های دایروی پر شده با پلازما مورد بررسی قرار گرفت (شکل ۱-د). در ابتدا ساختار نواری فوتونی این شبکه در شدت‌های پایین مورد بررسی قرار گرفت و در ادامه شدت موج فرودی افزایش یافت. در هر دو حالت به هیچ وجه شکاف کامل فوتونی مشاهده نشد.

در ادامه حفره‌های شش گوشه پر شده با پلازما مطالعه شد. در این حالت و برای شدت‌های کم هنگامی که  $r$  (طول ضلع شش گوشه) در بازه  $0.48a - 0.51a$  تغییر می‌کند، شکاف فوتونی کامل قابل ملاحظه است. بیشینه شکاف فوتونی کامل در این حالت به ازای پارامتر بهینه  $r = 0.50a$  با پهنای  $\Delta\omega = 0.0321(2\pi c/a)$  بدست آمده است که فرکانس لبه پائینی و بالایی آن به ترتیب برابر  $\omega_1 = 0.2434$  و  $\omega_2 = 0.2755$  هستند. ساختار نواری فوتونی چنین ساختاری در شکل ۴ نشان داده شده است.



**شکل ۴** ساختار نواری فوتونی شبکه لانه زنبوری ساخته شده از حفره‌های شش گوشه‌ای پر شده با پلاسما برای مدهای قطبشی الکتريکی (دایره آبی) و مغناطیسی (مثلث قرمز) به ازای  $\gamma = 0.50a$  و شدت پایین.

در آخرین مرحله ساختار نواری فوتونی مربوط به حفره‌های مربع شکل پر شده با پلاسما مورد بررسی قرار گرفت. نتایج محاسبات نشان داد که این ساختار چه در شدت‌های پایین و چه در شدت‌های بالای موج فرودی، دارای شکاف نواری فوتونی کامل نیست.

می‌دانیم که در یک محیط پلاسما به ازای امواج فرودی با بسامد بالاتر از بسامد پلاسما تمامی موج فرودی از محیط عبور می‌کند ولی برای بسامدهای تابشی پایین تر از بسامد پلاسما، تابع دی‌الکتريک منفی و ضریب شکست موهومی شده و موج الکترومغناطیسی نمی‌تواند وارد محیط پلاسما شود. بنابراین پلاسما رفتاری فلز گونه از خود نشان می‌دهد. در این پژوهش با ایجاد یک شبکه متناوب از حفره‌های هوا پر شده با پلاسما در زمینه ماده دی‌الکتريک غیرخطی، یک شکاف فوتونی کامل در ناحیه بالاتر از بسامد پلاسما ایجاد شد که امواج الکترومغناطیسی متناظر با این ناحیه بسامدی توانایی عبور از ساختار را نخواهند داشت. علاوه بر این نشان داده شد که پهنای این شکاف به ویژه در شبکه مربعی با تغییر شدت موج فرودی قابل پایش و تغییر است.

#### ۴. نتیجه‌گیری

نتایج محاسبات عددی بر پایه روش تفاضل‌های متناهی نشان می‌دهد که در ساختارهای ساده بلور فوتونی با ترکیب مواد غیرخطی کر و پلاسمایی می‌توان به شکاف فوتونی کامل دست یافت. در ساختار مربعی با حفره‌های مربعی شکل پر شده از پلاسما محدوده شکاف فوتونی با افزایش شدت



موج فرودی به پهنای  $\Delta\omega = 0.0711(\pi c/a)$  می‌رسد که در مقایسه با ساختارهای مشابه قبلی، [۲۵]، افزایش خوبی را به ازای شدت‌های نور فرودی کمتری نشان می‌دهد. همچنین شبکه لانه زنبوری با حفره‌های شش گوش در حالت عادی برای دو مد قطبشی مغناطیسی و الکتریکی به طور جداگانه شکاف فوتونی را نشان می‌دهد ولی این دو به دلیل عدم همپوشانی بسامدی، شکاف فوتونی کامل را به وجود نمی‌آورند. در حالی که با اندکی افزایش شدت نور فرودی پهنای شکاف فوتونی کامل به  $\Delta\omega = 0.0321(\pi c/a)$  می‌رسد. نتایج این محاسبات می‌تواند در ساختارهای نوری و کوک‌پذیر مورد استفاده قرار گیرد.

## ۵. تقدیر و تشکر

نگارندگان بر خود لازم می‌دانند، از حمایت‌های مدیران پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای جهت انجام این پژوهش کمال تشکر و قدردانی خود را اعلام نماید.

## منابع

- [1] Yablonovitch, E, Inhibited spontaneous emission in solid state physics and electronics, *Phys. Rev. Lett.* 58. 2059-2062, 1987.
- [2] John, S, Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices, *Phys. Rev. Lett.* 58. 2486-2489, 1987.
- [3] Anderson. C.M., Giapis. K.P, Larger Two-Dimensional Photonic Band Gaps, *Phys. Rev. Lett.* 77. 2949-2952, 1996.
- [4] Rezaei. B., Fathollahi Khalkhali. T., Soltani Vala. A., Kalafi. M., Absolute band gap properties in two-dimensional photonic crystals composed of air rings in anisotropic tellurium background, *Optics Commun.* 282. 2861-2869, 2009.
- [5] Fathollahi Khalkhali. T., Rezaei. B., Kalafi M., Enlargement of absolute photonic band gap in modified 2D anisotropic annular photonic crystals, *Optics Commun.* 284. 3315-3322, 2011.
- [6] Rezaei. B., Fathollahi Khalkhali. T., Kalafi. M., Tunable out-of-plane band gap of two-dimensional anisotropic photonic crystals infiltrated with liquid crystals, *Optics Commun.* 284. 813-817, 2011.
- [7] Kurt. H., Citrin. DS., Annular photonic crystals, *Optics express* 13. 10316-10326, 2005.
- [8] Painter. O., Vučković. J., Scherer. A., Defect modes of a two-dimensional photonic crystal in an optically thin dielectric slab, *J. Opt. Soc. Am. B.* 16, 275-285, 1999.
- [9] Guk-Hyun. K., Yong-Hee. L., Highly-Dispersive Guided Modes of Two-Dimensional Photonic Crystal Waveguides, *J. Opt. Soc. Korea.* 7, 38-41, 2003.
- [10] Gao. S., Dou. Y., Li. Q., Jiang. X., Tunable photonic crystal lens with high sensitivity of refractive index, *Opt Express* 25, 7112-7120, 2017.
- [11] Kurt. H., Üstün. K., Ayas. L., Study of different spectral regions and delay bandwidth relation in slow light photonic crystal waveguides, *Opt Express* 18, 26965-26977, 2010.
- [12] Hojo. H., Mase. A., Dispersion Relation of Electromagnetic Waves in One-Dimensional Plasma Photonic Crystals, *J. Plasma Fusion Res.* 80, 89-90, 2004.
- [13] Hojo. H., Uchida. N., Hattori. K., Mase. A., Beaming of Millimeter Waves from Plasma Photonic Crystal Waveguides, *Plasma Fusion Res* 1, 021-021, 2006.
- [14] Fan. W., Zhang. X., Dong. L., Two-dimensional plasma photonic crystals in dielectric barrier discharge, *Phys. Plasmas.* 17, 113501-7, 2010.

- [15] Ue, F., Liu, S.B., Zhang, H.F. et al. The theoretical analysis of omnidirectional photonic band gaps in the one-dimensional ternary plasma photonic crystals based on Pell quasi-periodic structure. *Opt Quant Electron* 49, 1-19, 2017.
- [16] Zhang, H. F., Liu, S. B., Kong, X. K., Zou, L., Li, C. Z., Bian, B. R., Comment on "Photonic bands in two-dimensional microplasma array. I. Theoretical derivation of band structures of electromagnetic waves" [J. Appl. Phys. 101, 073304 (2007)], *J. Appl. Phys.* 110, 026104-3, 2011.
- [17] Zhang, H. F., Liu, S. B., Kong, X. K., Bian, B. R., Guo, Y. N., Dispersion properties of two-dimensional plasma photonic crystals with periodically external magnetic field, *Solid State Commun.*, 152, 1221-1229, 2012.
- [18] Qi, L., Photonic band structures of two-dimensional magnetized plasma photonic crystals, *J. Appl. Phys.* 111, 073301-8, 2012.
- [19] Liua, C., Kong, X. K., Liu, S. B., Band gap extension in honeycomb lattice two-dimensional plasma photonic crystals in the presence of dissipation, *Optik* 124, 4989- 4993, 2013.
- [20] Feng, W., Keqiang, L., Shi, H., Manhong, Y., Shuyuan, X., Ultra-large omnidirectional photonic band gaps in one-dimensional ternary photonic crystals composed of plasma, dielectric and hyperbolic metamaterial, *Optical Materials*, 111, 110680-110686, 2021.
- [21] Tan H., Jin C., Zhuge L. Wu X., Simulation on the Photonic Bandgap of 1-D Plasma Photonic Crystals, *IEEE Transactions on Plasma Science*, 46, 539-544, 2018.
- [22] Zhang, H. F., Ding, G. W., Li, H. M., Liu, S. B., Complete photonic band gaps and tunable self-collimation in the two-dimensional plasma photonic crystals with a new structure, *Phys. Plasmas* 22, 022105-11, 2015.
- [23] Fathollahi Khalkhali, T., Bananej, A., Effect of shape of scatterers and plasma frequency on the complete photonic band gap properties of two-dimensional dielectric-plasma photonic crystals, *Phys. Lett. A* 380, 4092-4099, 2016.
- [24] Fathollahi Khalkhali, T., Bananej, A., Full photonic band gap properties of plasma photonic crystals with triangular structure, *J. Mod. Opt.* 64, 830-835, 2017.
- [25] Khalkhali, T.F., Shiri, R., Shahrokhbabadi, H. et al. Complete photonic band gap characteristics of two-dimensional Kerr nonlinear plasma photonic crystals. *Indian J Phys* 93, 1537-1544, 2019.
- [26] Boyd, R. W., *Nonlinear Optics* Academic Press 207-228, 2010.
- [27] Partha P. Banerjee., *Nonlinear Optics Theory, Numerical Modeling, and Applications* CRC Press 314 Pages, 2003.
- [28] Zhang, H. F., The band structures of three-dimensional nonlinear plasma photonic crystals, *AIP Advances* 8, 015304-12, 2018.
- [29] Taflove, A., Hagness, S. C., *Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method*, 3rd ed. Norwood, MA: Artech, House, 2005.

© 2020 Alzahra University, Tehran, Iran. This article is an open-access article distributed under the terms and conditions of the Creative Commons Attribution-Noncommercial 4.0 International (CC BY-NC 4.0 license) (<http://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>).

