

کنترل ساختار باند بلورهای فوتونیک یک بعدی با استفاده از ویژگی غیر خطی لایه‌ها

اکبر جعفری^{۱*}، عبدالله رحمت نظام آباد^۲

۱-دانشیار، ۲- دانشجوی دکتری، دانشگاه ارومیه

(دریافت: ۹۷/۰۳/۰۱، پذیرش: ۹۷/۱۰/۱۳)

چکیده

در این مقاله ساختار باند یک بلور فوتونیک یک بعدی متشکل از دی الکتریک‌های دولایه (لایه اول خلأ و لایه دوم از جنس ZnSe است) با استفاده از روش ماتریس انتقال محاسبه شد. سپس، ساختار باند بلور فوتونیک با در نظر گرفتن ویژگی غیرخطی لایه‌ها و شدت بالای میدان تابشی برای مقادیر مختلف Δn محاسبه گردید. تغییرات ضرایب شکست هر یک از لایه‌ها در ضرایب گذردهی الکتریکی آن‌ها اعمال شد. چون ضرایب عبور و بازتاب بلور به ضرایب گذردهی الکتریکی لایه‌ها بستگی دارند، با تغییر ضرایب گذردهی الکتریکی لایه‌ها، ساختار باند بلور هم تغییر کرد. نتایج نشان دادند که با افزایش شدت نورتابشی، پهنای فرکانسی شاخه‌های گاف باند کاهش یافته و در هر دو قطبش TE و TM اندکی به سمت فرکانس‌های پایین‌تر شیف‌ت یافتند. نتایج همچنین نشان دادند که شاخه‌های گاف باند جدید در فرکانس‌های بالاتر ظاهر می‌شود. این امر نشان می‌دهد که ساختار باند بلور به وسیله شدت میدان تابشی قابل کنترل است. به منظور نشان دادن عملی این توانایی برای اپتیک غیرخطی، ساختار باند بلور اشاره شده در دو حالت خطی و غیرخطی به صورت تابعی از شدت میدان تابشی محاسبه و مقایسه شدند. چنین ساختارهایی می‌توانند به عنوان پوشش‌های ضد بازتاب استفاده شوند که بازتاب از سطح را کاهش می‌دهند. در واقع، با پوششی از بلور فوتونیک با کاف باند قابل کنترل توسط یک لایه غیرخطی اپتیکی بر روی ادوات جنگی، می‌توان آن‌ها را از دید رادار دشمن پنهان کرد.

کلیدواژه‌ها: بلورهای فوتونیک، ساختار باند، روش ماتریس انتقال، اپتیک غیرخطی.

Controlling Band Gap of One Dimensional Photonic Crystals via the Nonlinear Characteristic of Layers

A. Jafari*, A. Rahmatnezamabad

Urmia University

(Received: 22/05/2018; Accepted: 03/01/2019)

Abstract

In this paper, band structure of one-dimensional photonic crystal consisting of two-layer dielectrics is calculated (The first layer is the vacuum and the second layer is ZnSe). Then, the photonic crystal band structure by-nonlinear characteristics of layers and different intensity radiation values -is calculated. The refractive index modification is applied for each layer and its effect on the electrical permittivity coefficients is calculated. Since the transmission and reflection coefficients of photonic crystal depends on the layer electrical permittivity, the band structure of crystal changes as the layer electrical permittivity change. The results show that by increasing the light radiation intensity, the frequency of the band gap branches decreases, therefore in TE and TM polarizations band gap branches shift slightly to lower frequencies. In addition it is shown that new band gap branches appeared at higher frequencies which indicates that crystal band structure can be controlled by the intensity of the radiation field. In order to demonstrate the practical ability of nonlinear optics, the band structure of photonic crystal is calculated in both regimes (linear and nonlinear optics) and compared with each other. These structures can be used as anti-reflective coatings that reduce reflections from the surface. In fact, by covering war devices with band gap controllable nonlinear optical photonic crystals, they can be hidden from the enemy's radar view.

Keywords: Photonic Crystals, Band Structure, Transfer Matrix Method, Nonlinear Optics

* Corresponding author e-mail address: a.jafari@urmia.ac.ir

۱. مقدمه

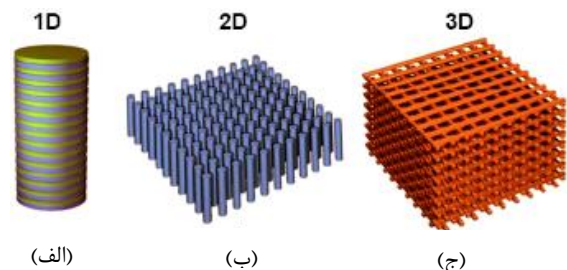
کیفیت عدسی‌ها، منشورها و سایر ابزارهای اپتیکی استفاده می‌شوند [۱-۲].

از بلورهای فوتونیکی همچنین در ساخت فیبرهای نوری، آینه‌های لیزر و منشورهای فوتونیکی با توان پاشندگی بالا استفاده می‌شود که می‌توانند در صنایع نظامی مورد استفاده قرار گیرند [۲۲-۲۰]. بلورهای فوتونیکی کاربردهای بسیاری در صنایع دفاع دارند که از آن جمله می‌توان برقراری ارتباط و کنترل با آنتن رادار، کنترل و هدایت موشک‌ها و ارتباط زیردریایی‌ها (هیدروفون) را نام برد [۲۴-۲۳].

بعلاوه، از بلورهای فوتونیکی به‌عنوان پوشش برای مخفی و پنهان کردن ادوات جنگی نیز می‌توان استفاده کرد. استتار و مخفی ماندن ادوات جنگی از دید رادار دشمن، یک امر مهم و اساسی در امور نظامی و دفاعی است. اگر فرکانس میدان تابشی در ناحیه عبور بلور فوتونیکی باشد، بلور این فرکانس را عبور می‌دهد و بازتاب در این فرکانس صفر می‌شود. اگر ادوات جنگی پوششی از بلور فوتونیکی داشته باشند، بطوریکه فرکانس‌های میدان تابشی در ناحیه عبور این بلور باشند، در این صورت، بازتاب بلور برای میدان تابشی صفر بوده و در نتیجه، وسیله جنگی از دید رادار دشمن پنهان می‌ماند. در این مقاله به استتار و پنهان کردن ادوات جنگی با استفاده از بلورهای فوتونیکی اشاره شده است. بلورهای فوتونیکی دارای نواحی عبور خاصی هستند که در این نواحی، فرکانس‌های خاصی از میدان تابشی را از خود عبور می‌دهند. برای پنهان کردن ادوات جنگی از دید رادار دشمن، می‌توان پوششی از بلورهای فوتونیکی را به این ادوات اضافه کرد بطوریکه فرکانس‌های میدان تابشی در ناحیه عبور این بلور باشد. این فرکانس‌ها از سطح بلور بازتاب نمی‌یابند و در نتیجه ادوات جنگی از دید رادار دشمن مخفی خواهند ماند.

بلورهای فوتونیکی یک‌بعدی در مقایسه با بلورهای دو و سه‌بعدی ساده‌تر هستند و محاسبه ساختار باند آن‌ها ساده‌تر است. بعلاوه، در بلورهای فوتونیکی یک‌بعدی، به علت ساختار لایه‌ها، تنها ضرایب شکست، ضخامت لایه‌ها و تعداد لایه‌های داخل سلول واحد می‌توانند تغییر کنند [۲۵]. بلورهای فوتونیکی متشکل از مواد معمولی مانند: دی‌الکتریک‌ها، بلورهای فوتونیکی معمولی نامیده می‌شوند. به‌منظور شناخت بهتر از فیزیک این بلورها، روش‌های شبیه‌سازی برای محاسبه ساختار باند خیلی مهم هستند [۲۶-۲۵]. تا به حال، ساختار باند بلورهای فوتونیکی زیادی در مقالات مختلف محاسبه شده‌اند [۲۹-۲۷]. علاوه بر ابزارهای اپتیکی معمولی مانند: موج‌برها و فیبرها، تکنولوژی نوری به ابزارهای نوری غیرخطی با توان مصرف نوری پایین و ویژگی‌های پایدار نیاز دارد. بنابراین برای ابزارهای اپتیکی آتی،

بلورهای فوتونیکی ساختارهای دی‌الکتریک با ضرایب شکست متناوب هستند. این بلورها کاربردهای وسیعی در زمینه‌های تکنولوژی و تحقیقاتی مانند: فیلترها، موج‌برها، کلیدهای اپتیکی، کاواک‌ها، حس‌گرها و میکرو ساختارها و ... دارند [۹-۱]. مفهوم بلورهای فوتونیکی ابتدا توسط John و Yablonovitch معرفی شد [۱۱-۱۰]. بلورهای فوتونیکی به سه نوع، یک‌بعدی، دو‌بعدی و سه‌بعدی تقسیم‌بندی می‌شوند. به دلیل تناوب ضریب شکست لایه‌ها، نواحی فرکانسی خاصی از میدان تابشی الکترومغناطیسی در داخل بلور منتشر نمی‌شوند. این نواحی گاف باندهای بلور فوتونیکی نامیده می‌شوند [۱۳-۱۲]. طرح شماتیک بلورهای فوتونیکی یک، دو و سه‌بعدی در شکل (۱) نشان داده شده‌اند.



شکل ۱. طرح شماتیک بلورهای فوتونیکی (الف) یک (ب) دو (ج) سه بعدی

یک مثال ساده از بلورهای فوتونیکی یک‌بعدی معمولی، آینه‌های دی‌الکتریک براگ متشکل از لایه‌های متناوب با ضرایب شکست بالا و پایین هستند. سرعت و دقت بالا در کنار اندازه و حجم کم، از مشخصات مطلوب عمده‌ی دستگاه‌هایی است که در تجهیزات و تسلیحات نظامی کاربرد دارند. جایگزینی فوتون با الکترون به‌عنوان حامل اطلاعات و علائم، رخدادی است که با جانشینی بلورهای فوتونیکی به‌جای بلورهای الکترونیکی تحقق پیدا می‌کند. نتیجه به‌کارگیری بلورهای فوتونیکی در سامانه‌های مختلف، دستیابی به سرعت و دقت بالا به نسبت سرعت نور به سرعت الکترون است. بلورهای فوتونیکی می‌توانند به‌صورت دلخواه طراحی و مهندسی شوند. از این جهت، قابلیت‌های کاربردی فراوانی برای این فناوری ایجاد شده و تحولی بزرگ در حوزه اپتیک تلقی می‌شود. قطعات ساخته‌شده از بلور فوتونیکی به‌عنوان: موج‌بر، حسگر، فیلتر و جاذب اپتیکی و فروسرخ، استتار، ابرمنشور، پلاریزر، سویچ اپتیکی، آینه و پرتو شکاف و ... موارد استفاده فراوان در صنایع مختلف نظامی و غیرنظامی دارند [۱۹-۱۴]. علاوه بر این به‌طور جانبی در فناوری‌هایی مانند: لیزرها و آشکارسازها نقش مهمی ایفا خواهند کرد. چنین ساختارهایی همچنین به‌عنوان پوشش‌های ضد بازتاب استفاده می‌شوند که بازتاب از سطح را کاهش می‌دهند و برای بهبود

$$m_j(\Delta z, \omega) = \begin{bmatrix} \cos(k_z^j \Delta z) & i \frac{1}{q_j} \sin(k_z^j \Delta z) \\ iq_j \sin(k_z^j \Delta z) & \cos(k_z^j \Delta z) \end{bmatrix} \quad (1)$$

که

$$k_z^j = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_j} \sqrt{\mu_j} \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \theta}{\epsilon_j \mu_j}} \quad (2)$$

مؤلفه z بردار موج k^j در لایه j ام است. برای قطبش TE داریم:

$$q_j = \sqrt{\epsilon_j} / \sqrt{\mu_j} \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \theta}{\epsilon_j \mu_j}} \quad (3)$$

و برای قطبش TM:

$$q_j = \sqrt{\mu_j} / \sqrt{\epsilon_j} \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \theta}{\epsilon_j \mu_j}} \quad (4)$$

در این رهیافت ضریب عبور $t(\omega)$ با

استفاده از رابطه (۵) محاسبه می‌شود:

$$t(\omega) = \frac{2 \cos \theta}{(m_{11} + m_{22}) \cos \theta + i (m_{12} \cos^2 \theta - m_{21})} \quad (5)$$

در این رابطه، $m_{ij}(\omega)$ ($i, j = 1, 2$) مؤلفه‌های ماتریس انتقال $X_N(\omega) = \prod_{j=1}^N M(d_j, \omega)$ هستند. این ماتریس، ماتریس انتقال کل است که میدان را در سطوح ورودی و خروجی بلور به هم مرتبط می‌کند [۳۲-۳۳].

طبق قضیه بلوخ در یک محیط متناوب می‌توان میدان‌ها را به صورت حاصل ضرب دو تابع نوشت که یکی از این توابع، موج تخت و دیگری تابعی متناوب با دوره تناوب محیط است [۳۲]. طبق قضیه بلوخ در یک ساختار متناوب نامتناهی بلور فوتونیک، پراکندگی در هر زاویه طبق رابطه (۶) تعریف می‌شود:

$$\cos k_z (d_1 + d_2) = \cos(k_z^1 d_1) \cos(k_z^2 d_2) - \frac{1}{2} \left(x + \frac{1}{x} \right) \sin(k_z^1 d_1) \sin(k_z^2 d_2) \quad (6)$$

در این رابطه، d_1 و d_2 ضخامت لایه‌های دی‌الکتریک هستند. برای قطبش TE داریم:

$$x = \frac{\mu_1}{\mu_2} \times \frac{k_z^2}{k_z^1} \quad (7)$$

و برای قطبش TM داریم:

$$x = \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \times \frac{k_z^2}{k_z^1} \quad (8)$$

معادله (۶) هیچ جوابی ندارد اگر:

$$|\cos k_z (d_1 + d_2)| > 1 \quad (9)$$

رابطه (۹)، شرط لازم و کافی برای محاسبه ساختار باند یک بلور فوتونیک متشکل از دی‌الکتریک‌های دولایه با استفاده از روش ماتریس انتقال است [۳۹-۳۴ و ۲۶].

گسترش اپتیک غیرخطی با استفاده از بلورهای فوتونیک مهم هستند.

با اختراع لیزر و توانایی تولید میدان الکترومغناطیسی با شدت بالا، شاخه اپتیک غیرخطی به طور اساسی گسترش یافت. زمانی که یک محیط غیرخطی تحت تابش یک میدان الکترومغناطیسی قوی قرار می‌گیرد، ضریب شکست آن طبق رابطه $n = n_0 + \Delta n$ تغییر می‌کند، به طوری که $n_2 I \cdot \Delta n$ و n_4 به ترتیب، ضرایب شکست خطی و غیرخطی مربوط به محیط غیرخطی هستند و I نیز، شدت میدان الکترومغناطیسی تابشی است. چون n_4 معمولاً کوچک است: تنها زمانی که شدت میدان تابشی بالا باشد، جمله $n_2 I$ قابل مقایسه با n_0 بوده و موجب تغییرات چشمگیر در ضریب شکست محیط می‌شود [۳۰]. شدت میدان‌های الکترومغناطیسی که در آن‌ها پدیده‌های اپتیک غیرخطی ظاهر می‌شوند وابسته به لیزرها می‌باشند.

در این تحقیق، ساختار باند یک بلور فوتونیک یک بعدی متشکل از دی‌الکتریک‌های دولایه (لایه اول خلأ و لایه دوم از جنس ZnSe است) با استفاده از روش ماتریس انتقال محاسبه شد [۳۱]. در ادامه، ساختار باند بلور فوتونیک اشاره شده را با در نظر گرفتن ویژگی غیرخطی لایه‌ها و شدت بالای میدان تابشی محاسبه کردیم. همان‌طور که قبلاً اشاره شد، ضرایب شکست هر یک از لایه‌ها تغییر کردند که این تغییرات در ضرایب گذردهی الکتریکی لایه‌ها اعمال شد. دریافتیم که با افزایش شدت میدان تابشی بر سطح بلور، ساختار باند بلور تغییر می‌کند و شاخه‌های گاف باند جدیدی در فرکانس‌های بالاتر مشاهده می‌شوند. این امر نشان می‌دهد که به وسیله شدت میدان تابشی می‌توان ساختار باند بلور را کنترل کرد. در بخش دوم این مقاله، مفاهیم اساسی روش ماتریس انتقال برای محاسبه ساختار باند بلورهای فوتونیک بیان شده است. در بخش سوم، ساختار باند بلور فوتونیک در دو حالت اپتیک محاسبه و مقایسه شده‌اند. به نتایج مقاله هم در بخش چهارم اشاره شده است.

۲. روش تحقیق

در این مقاله از روش ماتریس انتقال و نرم‌افزار Matlab برای محاسبه ساختار باند بلورهای فوتونیک استفاده شده است. این روش برای مطالعه ساختار باند بلورهای فوتونیک یک بعدی خیلی مؤثر است. فرض می‌کنیم که دی‌الکتریک‌ها در صفحه $x-y$ قرار گرفته‌اند. به طوری که محور z بر فصل مشترک هر یک از لایه‌ها عمود است. عموماً میدان الکترومغناطیسی در مکان‌های z و $z+\Delta z$ در یک لایه مشابه، به وسیله ماتریس انتقال رابطه (۱) به هم مربوط می‌شوند [۲۵].

۳. نتایج و بحث

مرتبه $10^{13} \frac{w}{cm^2}$ محاسبه کردیم. در این حالت لایه اول خلأ فرض شده است و دارای ویژگی های زیر است:

$$n_0 = 1, \chi^{(3)} = 2.4 \times 10^{-33} (esu), n_2 = 1.0 \times 10^{-34} \left(\frac{cm^2}{w} \right)$$

با جایگذاری این مقادیر و شدت میدان تابشی بر سطح بلور در رابطه $n = n_0 + n_2 I$ ، میزان افزایش در ضریب شکست لایه اول به دست آمد. با استفاده از رابطه $n = \sqrt{\epsilon} \sqrt{\mu}$ این تغییرات تنها در ضرایب گذردهی الکتریکی لایه ها اعمال شد.

به دلیل کوچک بودن n_2 ، Δn در مقایسه با n_0 خیلی کوچک بوده و قابل صرف نظر کردن است. ویژگی های اپتیکی لایه دوم (فرض کردیم از جنس ZnSe باشد) به صورت زیر هستند:

$$n_0 = 2.7, \chi^{(3)} = 4.4 \times 10^{-12} (esu), n_2 = 3.0 \times 10^{-14} \left(\frac{cm^2}{w} \right)$$

در این لایه هم مشابه لایه اول، میزان افزایش در ضریب شکست و اثر آن در ضریب گذردهی الکتریکی لایه با استفاده از مقادیر بالا و تغییرات شدت میدان تابشی به دست آمد [۳۰].

با استفاده از این تغییرات در ضرایب گذردهی الکتریکی لایه ها و فرض اینکه ضرایب تراوایی مغناطیسی لایه ها تغییر نکنند، ساختار باند بلور فوتونیک برای مقادیر مختلف Δn محاسبه شد. این ساختار باندها برای $\Delta n = 0.5, 1, 1.5$ به ترتیب در شکل های (۵-۳) برای قطبش های TE و TM نمایش داده شده اند.

همان طور که در شکل های (۳-۳) الف) و (۳-۳) ب) دیده می شود در $\Delta n = 0.5$ با افزایش زاویه تابشی اولیه بر سطح بلور در قطبش TE، شبیه شکل (a) ۲، پهنای گاف ها کاهش می یابد ولی تعداد آن ها افزایش می یابد و همه شاخه های گاف ها مربوط به گاف های براگ هستند.

همان گونه که در شکل (۴-۴) الف) دیده می شود پهنای فرکانسی هر یک از شاخه های گاف ها در مقایسه با شکل (۳-۳) الف) کاهش یافته و اندکی به سمت فرکانس های پایین تر در قطبش TE شیفت می یابند.

با مقایسه شکل های (۳-۳) الف) تا (۵-۳) ب) با شکل های (۲-۲) الف) و (۲-۲) ب) مشاهده می شود که شاخه های گاف پایینی در دو حالت خطی و غیرخطی یکسان هستند. تنها در حالت غیرخطی، پهنای فرکانسی هر یک از شاخه ها کاهش یافته و اندکی به سمت فرکانس های پایین تر شیفت یافته اند. میزان شیفت در فرکانس های بالاتر بیشتر است. همچنین شاخه های گاف بالایی در شکل های (۲-۲) الف) و (۲-۲) ب) با شاخه های گاف جدید جایگزین شده اند که در فرکانس های مختلف ظاهر شده اند.

۳-۱. ساختار باند بلور فوتونیک بدون در نظر گرفتن ویژگی های اپتیک غیرخطی لایه ها

در این بخش ساختار باند یک بلور فوتونیک متشکل از دی الکتریک های دولایه با ویژگی های اپتیکی $\epsilon_0 = \mu_0 = 1, \epsilon_1 = 1, \epsilon_2 = 4, \mu_1 = 1, \mu_2 = 1.9, d_1 = 10 \text{ mm}, d_2 = 10 \text{ mm}$ برای میدان تابشی اولیه با شدت کم محاسبه شد. فرض شده است که ضرایب گذردهی الکتریکی و تراوایی مغناطیسی لایه ها اعداد ثابتی هستند.

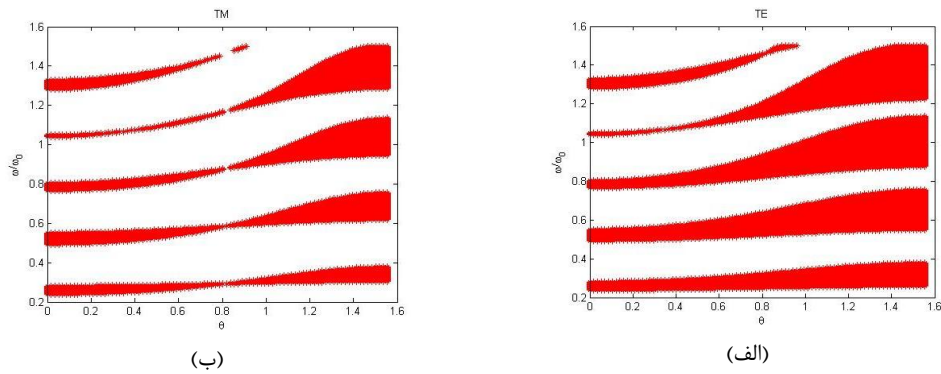
ساختار باند بلور با جایگذاری این مقادیر در رابطه (۹) برای هر دو قطبش TE و TM محاسبه شدند که در شکل های (۲-۲) الف) و (۲-۲) ب) نمایش داده شده اند در این شکل ها $\omega, \omega_c = \frac{2\pi c}{d_1 + d_2}$ فرکانس میدان تابشی و θ زاویه تابشی اولیه بر حسب رادیان است. همچنین، همه شاخه های گاف باند در هر دو قطبش مربوط به گاف باندهای براگ هستند که به زاویه میدان تابشی اولیه بر سطح بلور وابسته هستند. چون این گاف باندها نتیجه تداخل هم فاز امواج بازتابی از لایه های مختلف هستند که از شرط براگ ($2a \sin \theta = m\lambda$) که a ثابت شبکه، m عدد صحیح و λ هم طول موج نور فرودی است) تبعیت می کنند، به آن ها گاف باندهای براگ می گویند.

با افزایش زاویه تابش در قطبش TM، پهنای گاف ها ابتدا کاهش یافته و سپس افزایش می یابند. بعلاوه، شاخه بالایی در نمودار مربوط به قطبش TE، با افزایش زاویه تابش پهنای باندها ابتدا کاهش یافته و سپس افزایش می یابد. در سایر شاخه ها با افزایش زاویه، پهنای گاف ها ابتدا آهسته تر و سپس با سرعت بیشتری افزایش می یابند [۳۱].

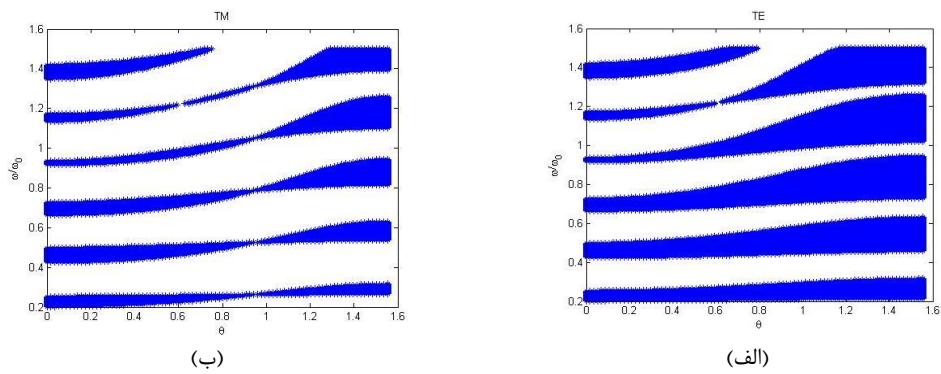
در واقع، تغییرات پهنای باندها با افزایش زاویه تابش، به علت تغییر طول راه نوری مؤثر در داخل بلور و تداخل سازنده یا ویرانگر پرتوهای بازتابی از لایه های مختلف است. رفتار متفاوت ساختار باند بلور در دو قطبش TE و TM را می توان در روابط (۱) تا (۵) مشاهده کرد. همان طور که در این روابط مشاهده می شود، عناصر ماتریس انتقال در دو قطبش با هم متفاوت هستند. در نتیجه، ضرایب عبور، بازتاب و ساختار باند بلور نیز در دو قطبش متفاوت خواهند بود.

۳-۲. تغییرات ساختار باند بلور فوتونیک با افزایش شدت میدان تابشی

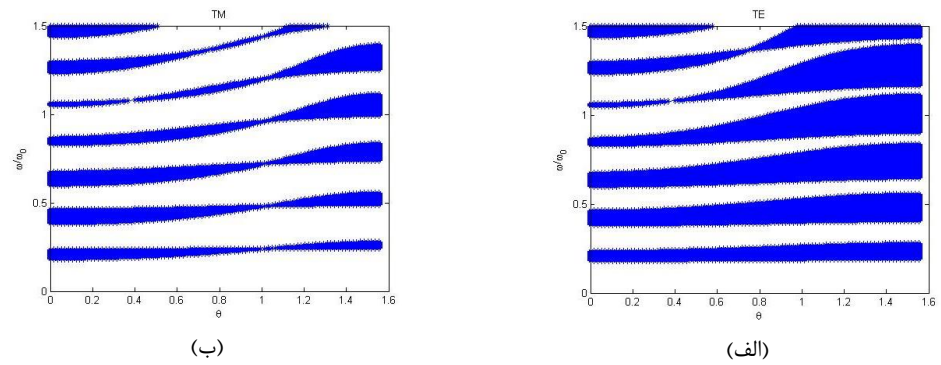
در این بخش ساختار باند بلور فوتونیک اشاره شده را با در نظر گرفتن ویژگی غیرخطی لایه ها و شدت میدان تابشی بالا (از



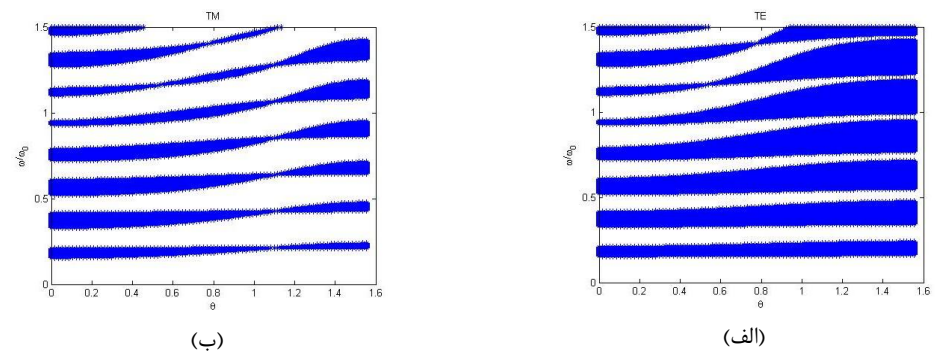
شکل ۲. ساختار باند بلور فوتونیک در $\Delta n = 0$ برای الف) قطبش TE و ب) قطبش TM



شکل ۳. ساختار باند بلور فوتونیک در $\Delta n = 0.5$ برای الف) قطبش TE و ب) قطبش TM



شکل ۴. ساختار باند بلور فوتونیک در $\Delta n = 1$ برای الف) قطبش TE و ب) قطبش



شکل ۵. ساختار باند بلور فوتونیک در $\Delta n = 1.5$ برای الف) قطبش TE و الف) قطبش TM

۴. نتیجه گیری

به طور خلاصه، در این مقاله ساختار باند بلور فوتونیک یک بعدی برای مقادیر مختلف جمله وابسته به شدت ضریب شکست، Δn ، بر حسب زاویه تابشی اولیه بر سطح بلور در دو حالت شدت نور تابشی پایین (اپتیک خطی) و شدت نور تابشی بالا (اپتیک غیرخطی) محاسبه شد. این بلور یک بعدی، متشکل از دی-الکترونیک های دولایه است به طوری که لایه اول خلأ و لایه دوم از جنس ZnSe است. از محاسبات و شکل های ساختار باند مربوط به قطبش های TE و TM دریافتیم که پهنای فرکانسی شاخه های گاف باند کاهش یافته و اندکی به سمت فرکانس های پایین تر شیفت یافتند. این پدیده وقتی اتفاق افتاد که ویژگی غیرخطی لایه ها و شدت بالای میدان تابشی در نظر گرفته شدند. با افزایش Δn در هر دو نوع قطبش، میزان شیفت بخصوص در فرکانس های بالاتر افزایش یافت. بعلاوه، شاخه های گاف جدید در این نواحی فرکانسی ظاهر شدند. پهنای فرکانسی شاخه گاف باند جدید به تدریج افزایش یافته و زمانی که پهنای آن مساوی پهنای گاف زیری اش شد، یک شاخه گاف جدید در فرکانس بالاتر ظاهر گردید. این موضوع نشان دهنده قابلیت کنترل ساختار باند انعکاسی بلورهای فوتونیک با تغییر در شدت میدان پرتو تابشی است.

۵. مراجع ها

- [9] Sadegh Amiri, I.; Razalli Bin Azzuhri, S.; Arif Jalil, M.; Mohd Hairi, H.; Ali, J.; Bunruangses, J.; Yupapin, P. "Introduction to Photonics: Principles and the Most Recent Applications of Microstructures"; Micromachines 2018, 9, 452.
- [10] Yablonovitch, E. "Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics"; Phys. Rev. Lett. 1987, 58, 2059-2062.
- [11] John, S. "Strong Localization of Photons in Certain Disordered Dielectric Superlattices"; Phys. Rev. Lett. 1987, 58, 2486-2489.
- [12] Fink, Y.; Winn, J. N.; Fan, S.; Chen, C.; Michel, J.; Joannopoulos, J. D.; Thomas, E. L. "A Dielectric Omnidirectional Reflector"; Science 1998, 282, 1679-1682.
- [13] Winn, J. N.; Fink, Y.; Fan, S.; Joannopoulos, J. D. "Omnidirectional Reflection from a One-Dimensional Photonic Crystal"; Opt. Lett. 1998, 23, 1573-1575.
- [14] Nemeec, H.; Duvillaret, L.; Garet, F.; Kuzel, P.; Xavier, P.; Richard, J.; Raully, D. "Thermally Tunable Filter for Terahertz Range Based on a One-Dimensional Photonic Crystal With A Defect"; J. Appl. Phys. 2004, 96, 4072-4075.
- [15] Lee, H. Y.; Cho, S. J.; Nam, G. Y.; Lee, W. H.; Baba, T.; Makino, H.; Cho, M. W.; Yao, T. "Multiple-Wavelength-Transmission Filters Based on Si-SiO₂ One-Dimensional Photonic Crystals"; J. Appl. Phys. 2005, 97, 103111.
- [16] Zamani, M.; Khazaei, S. "Design of Multi-Layered Pigment Structures for Optical Camouflage Coating"; Adv. Defence Sci. & Technol. 2018, 02, 87-96.
- [17] Taniyama, H. "Waveguide Structures Using One-Dimensional Photonic Crystal"; J. Appl. Phys. 2002, 91, 3511-3515.
- [18] Lu, T. W.; Chiu, L. H.; Lin, P. T.; Lee, P. T. "One-Dimensional Photonic Crystal Nanobeam Lasers on a Flexible Substrate"; Appl. Phys. Lett. 2011, 99, 071101-1-071101-3.
- [19] Yang, Y. L.; Hou, F. J.; Wu, S. C.; Huang, W. H.; Lai, M. C.; Huang, Y. T. "Channel Drop Filters in Three Dimensional Woodpile Photonic Crystals"; Appl. Phys. Lett. 2009, 94, 041122.
- [20] Lin, S. Y.; Hietala, V. M.; Wang, L.; Jones, E. D. "Highly Dispersive Photonic Band-Gap Prism"; Opt. Lett. 1996, 21, 1771-1773.
- [21] Lin, S. Y.; Fleming, J. G.; Hetherington, D. L.; Smith, B. K.; Biswas, R.; Ho, K. M. "A Three-Dimensional Photonic Crystal Operating at Infrared Wavelengths"; Nature 1998, 394, 251-253.
- [22] Lin, S. Y.; Chow, E.; Hietala, V.; Villeneuve, P. R.; Joannopoulos, J. D. "Experimental Demonstration of Guiding and Bending of Electromagnetic Waves in a Photonic Crystal"; Science 1998, 282, 274-276.
- [23] Coulombe, F. R. "Fiber Optic Sensors-Catching Up with the 1980's"; Sensors 1984, 1, 5-11.
- [24] Giallorenzi, T. G.; Bucaro, J. A.; Dandridge, A.; Siegel Jr., G. H.; Cole, J. H.; Rashleigh, S. C.; Priest, R. G. "Optical Fiber Sensor Technology"; IEEE J. Quant. Elect. 1982, 18, 626-665.
- [25] Sukhoivanov, I. A.; Guryev, I. V. "Photonic Crystals: Physics and Practical Modeling"; Springer: Heidelberg, 2009.
- [26] Yariv, A.; Yeh, P. "Optical Waves in Crystals"; John Wiley & Sons: New York, 1984.
- [1] Kim, J. E.; Park, H. Y.; Kim, K.; Choi, Y. K.; Ha, Y. K. "Antireflection Film in One-Dimensional Metallo-Dielectric Photonic Crystals"; Opt. Commun. 2004, 230, 239-243
- [2] Nielsen, K. H.; Orzol, D. K.; Koynov, S.; Carney, S.; Hultstein, E.; Wondraczek, L. "Large Area, Low Cost Anti-Reflective Coating for Solar Glasses"; Sol. Energ. Mat. & Sol. C. 2014, 128, 283-288.
- [3] Knight, J. C.; Birks, T. A.; Russell, P. S. J.; Atkin, D. M. "All-Silica Single-Mode Fiber with Photonic Crystal Cladding"; Opt. Lett. 1996, 21, 1547-1549.
- [4] Blanco, A.; Chomski, E.; Grubtchak, S.; Ibsate, M.; John, S.; Leonard, S. W.; Lopez, C.; Meseguer, F.; Iiguez, H.; Mondla, J. P.; Ozin, G. A.; Toader, O.; Driel, H. M. "Large-Scale Synthesis of a Silicon Photonic Crystal with a Complete Three-Dimensional Bandgap Near 1.5 Micrometres"; Nature 2000, 405, 437-440.
- [5] Russell, P. "Photonic Crystal Fibers"; Science 2003, 299, 358-362.
- [6] Guida, G.; De Lustrac, A.; Priou, A. "An Introduction to Photonic Band Gap (PBG) Materials"; Progress in Electromagnetics Research 2003, 41, 1-20.
- [7] Lin, S. Y.; Chow, E.; Hietala, V.; Villeneuve, P.; Joannopoulos, J. "Experimental Demonstration of Guiding and Bending of Electromagnetic Waves in a Photonic Crystal"; Science 1998, 282, 274-276.
- [8] Qifeng, Q.; Ji, X.; Chengkuo, L.; Guangya, Z. "Applications of Photonic Crystal Nanobeam Cavities for Sensing"; Micromachines 2018, 9, 541.

- [27] Li, Z. Y.; Lin, L. L. "Photonic Band Structures Solved by a Plane-Wave-Based Transfer-Matrix Method"; *Phys. Rev. E.* 2003, 67, 046607.
- [28] Depine, R. A.; Ricci, M. L. M.; Monsoriu, J. A.; Silvestre, E.; Andres, P. "Zero Permeability and Zero Permittivity Band Gaps in 1D Metamaterial Photonic Crystals"; *Phys. Lett. A.* 2007, 364, 352-355.
- [29] Wang, L. G.; Chen, H.; Zhu, S. Y. "Omnidirectional Gap and Defect Mode of One-Dimensional Photonic Crystals with Single-Negative Materials"; *Phys. Rev. B.* 2004, 70, 245102-245106.
- [30] Boyd, R. W. "Nonlinear Optics"; Academic Press: San Diego, 2003.
- [31] Wang, Z.; Liu, D. "A Few Points on Omnidirectional Band Gaps in One-Dimensional Photonic Crystals"; *Appl. Phys. B.* 2007, 86, 473-476.
- [32] Yeh, P.; Yariv, A.; Hong, C. S. "Electromagnetic Propagation in Periodic Stratified Media. I. General Theory"; *J. Am. Opt. Soc.* 1977, 67, 423-436.
- [33] Yeh, P. "Optical Waves in Layered Media"; John Wiley & Sons: New York, 1998.
- [34] Pendry, J. B.; Mackinnon, A. "Calculation of Photon Dispersion Relations"; *Phys. Rev. Lett.* 1992, 69, 2772-2775.
- [35] Liu, N. H.; Zhu, S. Y.; Chen, H.; Wu, X. "Superluminal Pulse Propagation Through One-Dimensional Photonic Crystals with a Dispersive Defect"; *Phys. Rev. E.* 2002, 65, 046607-046617.
- [36] Gang, W. L.; Hua, L. N.; Qiang, L.; Yao, Z. S. "Negative Hartman Effect in One-Dimensional Photonic Crystals with Negative Refractive Materials"; *Phys. Rev. E.* 2004, 70, 016601.
- [37] Veselago, V. G. "Somere remarks Regarding Electrodynamics of Materials with Negative Refraction"; *Appl. Phys. B.* 2005, 81, 403-407.
- [38] Qi, L.; Yang, Z.; Lan, F.; Gao, X.; Shi, Z. "Properties of Obliquely Incident Electromagnetic Wave in One-Dimensional Plasma Photonic Crystal"; *Phys. Plasmas.* 2010, 17, 042501-1-8.
- [39] Born, M.; Wolf, E. "Principles of Optics"; Cambridge University Press: Cambridge, 1999.