

ORIGINAL ARTICLE

Study of Optical Properties of the Ternary Photonic Crystals Containing Tilted Graphene-Based Hyperbolic Metamaterials

Zahra Eyni^{1*}, Karim Milanchian²

1 Assistant Professor, Department of Physics, Payame Noor University, Tehran, Iran.

2 Assistant Professor, Department of Physics, Payame Noor University, Tehran, Iran.

Correspondence

Zahra Eyni

Email: z.eyni@pnu.ac.ir

How to cite

Eyni, Z. Milanchian, K. (2025). Study of Optical Properties of the Ternary Photonic Crystals Containing Tilted Graphene-Based Hyperbolic Metamaterials, Optoelectronic, 8(1), 23-30.

ABSTRACT

We have studied the optical properties of a ternary photonic crystal containing graphene-based hyperbolic metamaterials using the transfer matrix method and the effective medium theory in the terahertz frequency region. The effects of the optical axis orientation of the hyperbolic metamaterial layers, the surface conductivity of graphene, and the thickness of the photonic crystal layers are discussed. Our findings reveal that, for transverse electric polarization, the optical axis orientation of the hyperbolic metamaterial layers has no effect on the optical properties of the structure. Moreover, it is found that increasing the thickness of the first and third dielectric layers of the photonic crystal in both transverse electric and transverse magnetic polarizations reduces the transmission bandwidth of the structure.

KEY WORDS

Graphene-Based Hyperbolic Metamaterial, Photonic Crystals, Transfer Matrix.

فصلنامه علمی

اپتوالکترونیک

«مقاله پژوهشی»

بررسی خواص نوری بلورهای فوتونی سه گانه حاوی متامواد هذلولوی گرافن پایه با محور نوری مورب

زهرا عینی^{۱*}، کریم میلانچیان^۲

۱ استادیار، گروه فیزیک، دانشگاه پیام نور، تهران، ایران.
۲ استادیار، گروه فیزیک، دانشگاه پیام نور، تهران، ایران.

چکیده

در این مقاله، خواص نوری بلورهای فوتونی سه گانه حاوی متامواد هذلولوی گرافن پایه با محور نوری مورب، با استفاده از روش ماتریس انتقال و روش تقریب محیط مؤثر در ناحیه فرکانسی تراهرتز بررسی شده است. اثر سمت گیری محور نوری لایه های متاماده هذلولوی، پتانسیل شیمیایی گرافن و ضخامت لایه های بلور فوتونی سه گانه بر طیف عبور و جذب ساختار در هر دو قطبش عرضی الکتریکی و عرضی مغناطیسی تحلیل شده است. نتایج نشان می دهد که برای امواج قطبیده عرضی الکتریکی، سمت گیری محور نوری لایه های متاماده هذلولوی هیچ تأثیری بر خواص نوری ساختار ندارد. همچنین، مشاهده شد که افزایش ضخامت لایه های دی الکتریک اول و سوم بلور فوتونی در هر دو قطبش عرضی الکتریکی و عرضی مغناطیسی باعث کاهش پهنای باند عبور می شود.

واژه های کلیدی

متامواد هذلولوی گرافن پایه، بلورهای فوتونی، ماتریس انتقال.

نویسنده مسئول:

زهرا عینی

ایانامه: z.eyni@pnu.ac.ir

استناد به این مقاله:

زهرا عینی، کریم میلانچیان (۱۴۰۴). بررسی خواص نوری بلورهای فوتونی سه گانه حاوی متامواد هذلولوی گرافن پایه با محور نوری مورب. فصلنامه علمی اپتوالکترونیک، ۸(۱)، ۳۰-۲۳.

مقدمه

بلورهای فوتونی، ساختارهای دی‌الکتریک مصنوعی با مدولاسیون متناوب ضریب شکست هستند که به دلیل کاربردهای متنوع‌شان، مورد توجه زیادی قرار گرفته‌اند [۱-۱۳]. بلورهای فوتونی یک‌بعدی بر اساس تعداد لایه‌های استفاده‌شده در سلول واحد، به انواع دوگانه، سه‌گانه و چهارگانه طبقه‌بندی می‌شوند. در سال‌های اخیر، مطالعه بلورهای فوتونی یک‌بعدی سه‌گانه (۱DTPC) به دلیل کاربردهایی نظیر فیلترهای نوری، تنظیم‌های طیفی، ذخیره‌سازی داده‌ها و حسگرها اهمیت فراوانی یافته است [۲۱-۱۴].

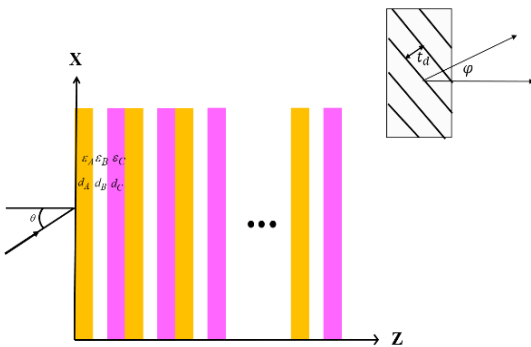
در این مقاله، خواص نوری بلور فوتونی سه‌گانه شامل دو لایه دی‌الکتریک همسان‌گرد و یک لایه متاماده هذلولوی گرافن‌پایه (GHMM) با محور نوری مورب در ناحیه فرکانسی تراهرتز بررسی شده است. در متامواد ناهمسان‌گرد هذلولوی (HMM)، یکی از درایه‌های اصلی تانسورهای گذردهی الکتریکی یا تراوایی مغناطیسی، علامتی مخالف با دیگر درایه‌های اصلی دارد و شکل منحنی بسامدی آن به صورت سطح هذلولوی درمی‌آید. به همین دلیل، به این نوع از متامواد، متامواد هذلولوی گفته می‌شود [۲۵-۲۲].

از سوی دیگر، گرافن به دلیل ویژگی‌های منحصربه‌فردش در ناحیه فرکانسی تراهرتز و مادون قرمز دور، مانند امکان کنترل خواص نوری از طریق رسانایی سطحی (پتانسیل شیمیایی) و اتلافات بسیار پایین آن در مقایسه با فلزات، کاندیدای مناسبی برای طراحی HMM است [۳۰-۲۶]. در این مقاله، خواص نوری 1DTPC شامل سه لایه در سلول واحد ساختار، که یکی از لایه‌های آن متاماده هذلولوی گرافن‌پایه با محور نوری مورب است، با استفاده از روش ماتریس انتقال و روش تقریب محیط مؤثر در ناحیه فرکانسی تراهرتز بررسی شده است. برای این منظور، اثر جهت‌گیری محور نوری HMM، پتانسیل شیمیایی گرافن و ضخامت لایه‌های بلور فوتونی بر خواص عبور و جذب ساختار برای هر دو تابش قطبیده TE و TM تحلیل شده است.

مدل‌بندی

در این بخش، خواص نوری بلور فوتونی سه‌گانه متشکل از لایه‌های A، B و C در محدوده فرکانسی تراهرتز را بررسی می‌کنیم. لایه‌های A و C دی‌الکتریک همسان‌گرد با گذردهی‌های نسبی ϵ_C, ϵ_A و ضخامت‌های d_C, d_A را نشان می‌دهد. لایه B متاماده هذلولوی گرافن‌پایه تک محوری

ناهمسان‌گرد با ضخامت d_B است که محور نوری آن نسبت به فصل مشترک لایه‌ها مورب است. فرض می‌کنیم که لایه‌ها موازی با صفحه (x-y) هستند و سیستم مختصات طوری در نظر گرفته می‌شود که بردار عمود بر لایه‌ها در امتداد محور Z در نظر گرفته شود (شکل ۱). قسمت الحاقی شکل (۱)، لایه B (متامواد هذلولوی گرافن‌پایه) را نشان می‌دهد که در آن گرافن تک لایه با ضخامت $t_g = 0.34 \text{ nm}$ توسط لایه‌های دی‌الکتریک با ضخامت $t_d = 0.5 \mu\text{m}$ و گذردهی الکتریکی نسبی $\epsilon_d = 2.25$ از هم جدا شده‌اند.



شکل ۱. تصویر شماتیک ساختار بلور فوتونی سه‌گانه. در اینجا لایه‌های A و C لایه‌های دی‌الکتریک همسان‌گرد با گذردهی‌های نسبی ϵ_C, ϵ_A و ضخامت‌های d_C, d_A هستند. لایه B HMM گرافن‌پایه تک محوری ناهمسان‌گرد با ضخامت d_B که محور نوری آن نسبت به سطح مشترک لایه‌ها مورب است.

گذردهی نسبی گرافن می‌تواند به شکل $[\epsilon_{Gx}, \epsilon_{Gy}, \epsilon_{Gz}]$ در نظر گرفته شود که در آن $\epsilon_{Gx} = \epsilon_{Gy} = \epsilon_g = 1 + \frac{i\sigma}{t_g \omega \epsilon_0}$ ، $\epsilon_{Gz} = 1$ درایه‌های واقع در صفحه و خارج از صفحه گذردهی الکتریکی نسبی هستند [۳۰-۲۶]. ϵ_0 گذردهی الکتریکی خلا و σ رسانندگی سطحی گرافن است، بنابراین خواص نوری گرافن به رسانندگی سطحی آن وابسته است. رسانندگی سطحی گرافن می‌تواند توسط فرمول کوبو به شکل بیان شود، که شامل دو سهم داخل باندی و بین باندی به شکل رابطه‌های (۱) و (۲) است

$$\sigma_g^{intra} = \frac{ie^2 k_B T}{\pi \hbar^2 (\omega + i\gamma)} \left\{ \frac{\mu_C}{k_B T} + 2 \ln \left[1 + \exp \left(-\frac{\mu_C}{k_B T} \right) \right] \right\}, \quad (1)$$

$$\sigma_g^{inter} = \frac{ie^2}{4\pi \hbar} \ln \frac{2|\mu_C| - \hbar(\omega + i\gamma)}{2|\mu_C| + \hbar(\omega + i\gamma)}, \quad (2)$$

که در آن $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ و e, K_B, T, μ_C, ω به ترتیب بار الکترن، ثابت بولتزمن، دمای مطلق، پتانسیل شیمیایی، فرکانس

1 One-Dimensional Ternary Photonic Crystal

2 Graphene-based Hyperbolic Metamaterial

3 Hyperbolic Metamaterial

$$q_B = \frac{\varepsilon_0 \omega \varepsilon'_\perp \varepsilon'_\parallel}{\varepsilon_{zz} \alpha_2} \quad \alpha_2 = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon'_\perp \varepsilon'_\parallel (\varepsilon_{zz} - \sin^2 \theta) / \varepsilon_{zz}^2}$$

است. مشابه این روش، ماتریس انتقال $M_A(\omega, \Delta z)$ در لایه همسانگرد A را می توان به شکل رابطه زیر به دست آورد:

$$M_A(\omega, \Delta z) = \begin{pmatrix} \cos(k_z^A \Delta z) & i / q_A \sin(k_z^A \Delta z) \\ i q_A \sin(k_z^A \Delta z) & \cos(k_z^A \Delta z) \end{pmatrix}$$

$$k_z^A = \omega / c \sqrt{\varepsilon_A - \sin^2 \theta} \quad \text{که در آن}$$

$q_A = k_z^A / \omega \varepsilon_0 \varepsilon_A$ است. با استفاده از این روابط و اعمال شرایط مرزی، ضریب انتقال موج قطبیده TM برای ساختار بلور فوتونی که در هوا قرار گرفته است، به شکل رابطه زیر به دست می آید [۳۱]:

$$t_{TM}(\omega) = \frac{2q_0}{q_0 M_{22}(\omega) + q_t M_{11}(\omega) - M_{21}(\omega) - q_0 q_t M_{12}(\omega)} \quad (۸)$$

که در آن $M_{ij}(\omega)$ درایه های ماتریس انتقال کل بلور فوتونی، ε_0 ، $q_0 = q_t = k_{0z} / \omega \varepsilon_0$ ، گذردهی الکتریکی خلا و $k_{0z} = (\omega / c) \cos \theta$ است.

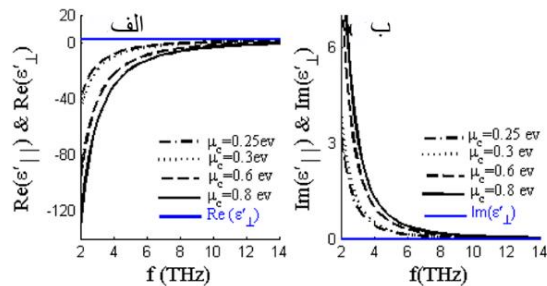
به روشی مشابه ضریب انتقال موج قطبیده TE به صورت رابطه (۹) به دست می آید:

$$t_{TE}(\omega) = \frac{2q'_0}{q'_0 M'_{22}(\omega) + q'_t M'_{11}(\omega) + M'_{21}(\omega) + q'_0 q'_t M'_{12}(\omega)}$$

که در آن $M'_{ij}(\omega)$ درایه های ماتریس انتقال کل بلور فوتونی برای موج قطبیده TE، $q'_0 = q'_t = k_{0z} / \omega \mu_0$ ، پذیرفتاری مغناطیسی خلا است.

بحث و نتایج

در شکل های (۲) و (۳)، گذردهی الکتریکی موثر محیط متاماده گرافن پایه ($\varepsilon'_\perp$ و $\varepsilon'_\parallel$) برحسب فرکانس نشان داده شده است.



شکل ۲. (الف) و (ب) قسمت های حقیقی و موهومی $\varepsilon'_\perp$ و $\varepsilon'_\parallel$ بر حسب فرکانس برای پتانسیل های شیمیایی متفاوت $\mu_c = 0.25, 0.3, 0.6, 0.8 \text{ eV}$ به ازای $\gamma = 0$ را نشان می دهد. سایر پارامترها مانند شکل ۱ هستند.

زاویه ای، ثابت پلانک، $\gamma = \frac{1}{\tau}$ ثابت میرایی و τ زمان واهلش الکترون- فونون است. در این بررسی، چون ضخامت نانولایه های گرافن در مقایسه با طول موج تابش الکترومغناطیسی کوچک است، می توان برای محیط متامواد هذلولوی گرافن پایه حاوی ناهمسانگردی القا شده هندسی، از تقریب محیط مؤثر همگن استفاده کرد و تانسور گذردهی الکتریکی ناهمسانگرد محیط متامواد هذلولوی شامل نانولایه های گرافن و دی الکتریک را به صورت رابطه (۳) تعریف کرد.

$$\bar{\varepsilon}_B = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & 0 & \varepsilon_{xz} \\ 0 & \varepsilon'_\perp & 0 \\ \varepsilon_{zx} & 0 & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix} \quad (۳)$$

که در آن

$$\begin{aligned} \varepsilon_{xx} &= \varepsilon'_\perp \cos^2 \varphi + \varepsilon'_\parallel \sin^2 \varphi, \\ \varepsilon_{zz} &= \varepsilon'_\perp \sin^2 \varphi + \varepsilon'_\parallel \cos^2 \varphi, \\ \varepsilon_{xz} &= \varepsilon_{zx} = (\varepsilon'_\perp - \varepsilon'_\parallel) \sin \varphi \cos \varphi. \end{aligned} \quad (۴)$$

در این رابطه $\varepsilon'_\perp$ و $\varepsilon'_\parallel$ به ترتیب درایه موازی و عمودی تانسور گذردهی الکتریکی نسبت به فصل مشترک نانولایه های گرافن هستند. همچنین

$$\begin{aligned} \varepsilon'_\perp &= \frac{\varepsilon_g t_g + \varepsilon_d t_d}{t_g + t_d} \\ \varepsilon'_\parallel &= \frac{(t_g + t_d)(\varepsilon_{Gz} \varepsilon_d)}{t_g \varepsilon_d + t_d \varepsilon_{Gz}}, \end{aligned} \quad (۵)$$

برای موج قطبیده TM، با در نظر گرفتن میدان های مغناطیسی و الکتریکی به شکل تابع موج دو مولفه ای

$$\psi(z) = \begin{pmatrix} H_y \\ E_x \end{pmatrix}$$

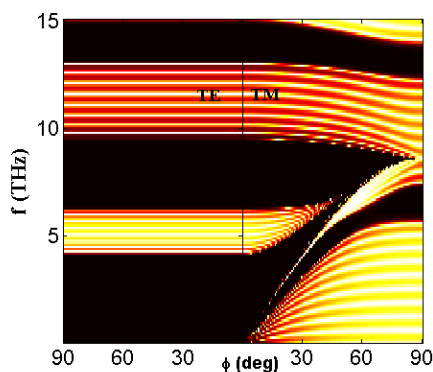
، میدان های H_y و E_x در دو نقطه z و $z + \Delta z$ در یک لایه را می توان به شکل $\psi(z + \Delta z) = M_B(\omega, \Delta z) \psi(z)$ نوشت [۳۱]. که در آن $M_B(\omega, \Delta z)$ ماتریس انتقال در لایه متامواد هذلولوی گرافن پایه است:

$$M_B(\omega, \Delta z) = e^{-i(\alpha_1 \Delta z)} \begin{pmatrix} \cos(\alpha_2 \Delta z) & i q_B \sin(\alpha_2 \Delta z) \\ \frac{i}{q_B} \sin(\alpha_2 \Delta z) & \cos(\alpha_2 \Delta z) \end{pmatrix} \quad (۶)$$

$$\alpha_1 = k_x \frac{\varepsilon_{xz}}{\varepsilon_{zz}} \quad \text{که در آن}$$

عبور ساختار به قطبش نور فرودی بستگی ندارد (شکل ۳(الف)). اما با توجه به شکل ۳(ب) برای حالت GHMM با محور نوری مورب ($\varphi \neq 0$) مشاهده می‌گردد که طیف عبور ساختار در ناحیه فرکانسی هذلولوی ($f \approx 8.64 \text{ THz}$) شدیداً به سمت‌گیری محور نوری لایه‌های GHMM بستگی دارد.

شکل ۴، اثر سمت‌گیری محور نوری لایه‌های HMM گرافن پایه را روی طیف عبور بلور فوتونی سه گانه بر حسب φ و فرکانس موج فرودی به ازای تابش عمود و برای هر دو قطبش TE و TM نشان می‌دهد.



شکل ۴. طیف عبور بلور فوتونی سه‌گانه بر حسب φ و فرکانس برای تابش عمودی. در این شکل، $\mu_c = 0.25 \text{ eV}$ و $T = 300 \text{ K}$. نواحی تاریک، باندهای ممنوعه و مناطق روشن، ناحیه فرکانسی عبور ساختار را نشان می‌دهد.

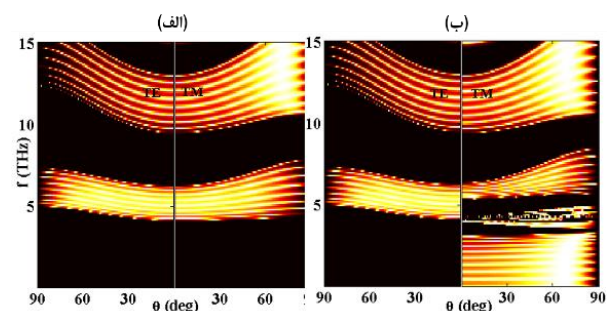
با توجه به شکل ۴، واضح است که در حالت موج تابشی قطبیده TE، طیف عبور ساختار برای تمامی زوایای φ یکسان بوده و چه در حالت GHMM مسطح و چه در حالت GHMM با محور نوری مورب، طیف عبور ساختار در هر دو ناحیه فرکانسی بیضوی و هذلولوی مستقل از φ است. اما برای قطبش TM، عبور ساختار به شدت با فرکانس و زاویه φ تغییر می‌کند و با افزایش φ ، پهنای باندهای ممنوعه کاهش می‌یابد و این کاهش پهنای باند ممنوعه در ناحیه فرکانسی هذلولوی خیلی چشمگیر است.

شکل ۵، اثر ضخامت لایه‌های بلور فوتونی را روی طیف عبور ساختار مورد نظر بر حسب θ و فرکانس موج فرودی برای هر دو قطبش TE و TM نشان می‌دهد.

شکل ۲ (الف) قسمت حقیقی $\epsilon'_\perp$ بر حسب فرکانس برای پتانسیل‌های شیمیایی مختلف $\mu_c = 0.25, 0.3, 0.6, 0.8 \text{ eV}$ به ازای $\gamma = 1 \text{ THz}$ نشان می‌دهد. با توجه به اینکه $t_g \ll t_d$ ، مطابق با معادله (۵) $\epsilon'_\perp$ مستقل از فرکانس بوده و $(\text{Re}(\epsilon'_\perp) \approx \epsilon_d)$ و $\text{Im}(\epsilon'_\perp) = 0$. بنابراین فقط $\epsilon'_\parallel$ تابع فرکانس بوده و با افزایش پتانسیل شیمیایی به مقادیر 0.6 یا 0.8 الکترون - ولت، $\text{Re}(\epsilon'_\parallel)$ کاهش یافته و پهنای ناحیه فرکانس هذلولوی افزایش می‌یابد. در شکل ۲(ب) $\text{Im}(\epsilon'_\parallel)$ بر حسب فرکانس برای پتانسیل‌های شیمیایی مختلف $\mu_c = 0.25, 0.3, 0.6, 0.8 \text{ eV}$ به ازای $\gamma = 1 \text{ THz}$ نشان داده شده است.

با توجه به شکل ۲(ب) مشاهده می‌شود که $\text{Im}(\epsilon'_\parallel)$ مثبت بوده و با افزایش پتانسیل شیمیایی افزایش یافته؛ اما با افزایش فرکانس کاهش می‌یابد.

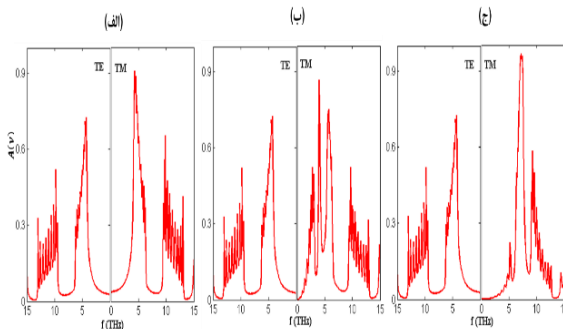
به منظور بررسی تشکیل باند ممنوعه و باند عبور در 1D TPC، طیف عبور این ساختار در صفحه (θ, f) به ازای $\varphi = 0^\circ$ و $\varphi = 30^\circ$ در شکل ۳ رسم شده است.



شکل ۳. طیف عبور بلور فوتونی سه گانه بر حسب θ و f به ازای (الف): $\varphi = 0^\circ$ و (ب): $\varphi = 30^\circ$. $\mu_c = 0.25 \text{ eV}$ ، $N = 10$ و $T = 300 \text{ K}$. نواحی تاریک، باندهای ممنوعه و مناطق روشن، ناحیه فرکانسی عبور ساختار را نشان می‌دهد.

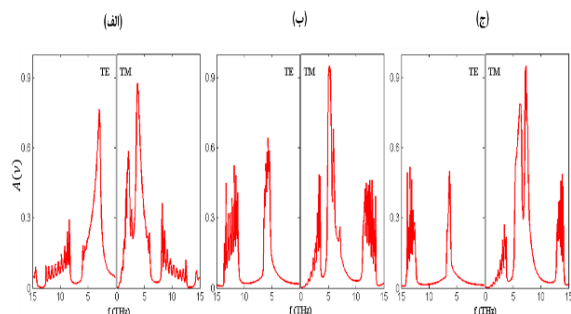
مطابق شکل ۲(الف) برای پارامترهای داده شده، رژیم هذلولوی برای فرکانس‌های ($f \approx 8.64 \text{ THz}$) رخ می‌دهد، همان طور که در شکل ۳ نشان داده شده است طیف عبور ساختار در هر دو ناحیه فرکانسی هذلولوی و بیضوی باندهای ممنوعه را نشان می‌دهد. در حالت GHMM مسطح ($\varphi = 0$)، طیف

در ادامه، وابستگی طیف جذب ساختار را بر حسب سمت‌گیری محور نوری لایه‌های HMM گرافن پایه، (φ) و پتانسیل شیمیایی گرافن بررسی می‌کنیم. جذب ساختار را می‌توان از رابطه $A(\nu) = 1 - T(\nu) - R(\nu)$ به دست آورد که در آن $T(\nu)$ و $R(\nu)$ به ترتیب عبور و بازتاب ساختار را در فرکانس ν نشان می‌دهد. شکل ۷، اثر سمت‌گیری محور نوری لایه‌های HMM گرافن پایه را روی طیف جذب بلور در تابش عمودی 1DTPC به ازای $\varphi = 0^\circ$ ، $\varphi = 30^\circ$ و $\varphi = 60^\circ$ برای هر دو قطبش TE و TM نشان می‌دهد.

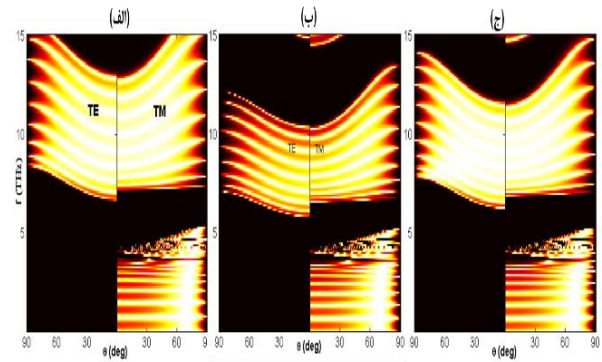


شکل ۷. طیف جذب بلور فوتونی سه گانه برای تابش عمودی: به ازای $T = 300 K$ ، $\mu_c = 0.25 eV$ ، $\gamma = 1 THz$. (الف): $\varphi = 0^\circ$ ، (ب): $\varphi = 30^\circ$ ، (ج): $\varphi = 60^\circ$ را نشان می‌دهد.

از شکل ۷ مشاهده می‌شود برای قطبش TE با تغییر زاویه φ ، هیچ تغییری در طیف جذب صورت نمی‌گیرد. اما برای قطبش TM ناحیه فرکانسی جذب با افزایش زاویه به سمت فرکانس‌های بالا انتقال می‌یابد. شکل ۸، اثر رسانایی سطحی گرافن را روی طیف جذب ساختار برای تابش عمودی، به ازای $\varphi = 30^\circ$ برای هر دو قطبش TE و TM نشان می‌دهد.



شکل ۸. طیف جذب 1D TPC برای تابش عمودی: به ازای $\gamma = 1 THz$ ، $T = 300 K$ ، $\varphi = 30^\circ$. (الف): $\mu_c = 0.1 eV$ ، (ب): $\mu_c = 0.5 eV$ ، (ج): $\mu_c = 0.8 eV$

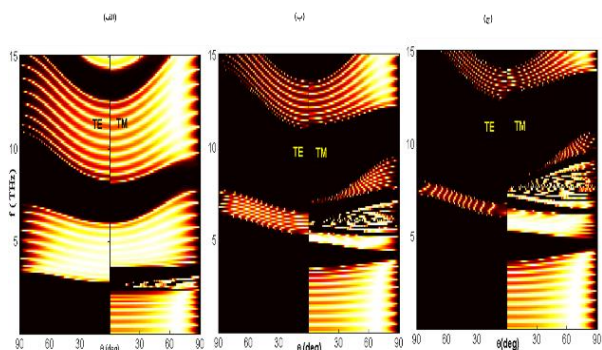


شکل ۵. طیف عبور بلور فوتونی سه گانه در صفحه (θ, f) به ازای $\varphi = 30^\circ$ ، $T = 300 K$ ، $\mu_c = 0.25 eV$. (الف): $d_1 = d_3$ ، (ب): $d_1 = 2d_3$ ، (ج): $d_3 = 2d_1$. نواحی تاریک، باندهای ممنوعه و مناطق روشن، ناحیه فرکانسی عبور ساختار را نشان می‌دهد.

با توجه به شکل ۵، مشاهده می‌شود با افزایش ضخامت لایه‌های دی‌الکتریک اول و سوم (d_1 و d_3) در هر دو قطبش TE و TM باند عبور ساختار به سمت فرکانس‌های پایین انتقال یافته، همچنین پهنای باند کاهش می‌یابد. این کاهش پهنای باندی با افزایش ضخامت لایه دی‌الکتریک با ضریب دی‌الکتریک بیشتر (d_1)، در مقایسه با لایه دی‌الکتریک با ضریب دی‌الکتریک کمتر (d_3)، بیشتر است.

شکل ۶، اثر رسانایی سطحی گرافن را روی پهنای باند عبور و باند ممنوعه بر حسب زاویه تابش، به ازای $\varphi = 30^\circ$ برای هر دو قطبش TE و TM نشان می‌دهد.

با توجه به شکل ۶، مشاهده می‌گردد طیف عبور ساختار برای هر دو قطبش TE و TM به رسانندگی سطحی گرافن بستگی داشته و با افزایش پتانسیل شیمیایی، مقدار عبور همچنین ضخامت باند عبور در آن کاهش می‌یابد.



شکل ۶. طیف عبور بلور فوتونی سه گانه در صفحه (θ, f) به ازای $\varphi = 30^\circ$ ، $T = 300 K$. (الف): $\mu_c = 0.1 eV$ ، (ب): $\mu_c = 0.5 eV$ ، (ج): $\mu_c = 0.8 eV$. نواحی تاریک، باندهای ممنوعه و مناطق روشن، ناحیه فرکانسی عبور ساختار را نشان می‌دهد.

معمول، به شدت به قطبش نور فرودی وابسته است. در هر دو قطبش TE و TM، طیف عبور و جذب ساختار را می توان از طریق تنظیم پتانسیل شیمیایی گرافن و تغییر ضخامت لایه های بلور فوتونی کنترل کرد. همچنین مشاهده شد که افزایش ضخامت لایه های دی الکتریک اول و سوم در هر دو قطبش TE و TM باعث کاهش پهنای باند عبور ساختار می شود. این کاهش پهنای باند، با افزایش ضخامت لایه دی الکتریک دارای ضریب دی الکتریک بیشتر در مقایسه با لایه دی الکتریک با ضریب دی الکتریک کمتر شدیدتر است.

همان طور که در شکل مشاهده می شود طیف جذب ساختار برای هر دو قطبش TE و TM با افزایش پتانسیل شیمیایی گرافن تغییر می کند.

نتیجه گیری

در این مطالعه نظری، خواص نوری بلور فوتونی سه گانه حاوی متاماده هذلولی مبتنی بر گرافن در ناحیه فرکانسی تراهرتز بررسی شد. نشان داده شد که بلور فوتونی سه گانه می تواند در نواحی فرکانسی هذلولی و بیضوی دارای باند ممنوعه باشد. همچنین، خواص نوری این ساختار، بر خلاف حالت های

منابع

References

- [1] M. Qiu, M. Mulot, M. Swillo, S. Anand, B. Jaskorzynska, A. Karlsson, M. Kamp, A. Forchel, "Photonic crystal optical filter based on contra-directional waveguide coupling," *Appl. Phys. Lett.* 83, 5121–5123 (2003).
- [2] A. Bruyant, G. Léronel, P. J. Reece, M. Gal, "All-silicon omnidirectional mirrors based on one-dimensional photonic crystals," *Appl. Phys. Lett.* 82, 3227–3229 (2003).
- [3] V. N. Konopsky et al., "Photonic crystal biosensor based on optical surface waves," *Sensors* 13, 2566–2578 (2013).
- [4] H. Taniyama, "Waveguide structures using one-dimensional photonic crystal," *J. Appl. Phys.* 91, 3511–3515 (2002).
- [5] P. Lodahl et al., "Controlling the dynamics of spontaneous emission from quantum dots by photonic." *Appl. Phys. Lett.* 82, 3227–3229 (2003).
- [6] A. Yariv and P. Yeh, *Optical Waves in Layered Media*, Wiley, New York (1988).
- [7] J. D. Joannopoulos, R. D. Meade, and J. N. Winn, *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light*, 2nd ed, Princeton University Press, New Jersey, (2008).
- [8] Q. Gong and X. Hu, *Photonic Crystals: Principles and Applications*. CRC Press, (2013).
- [9] M. J. Serpe, Y. Kang, and Q. M. Zhang, "Photonic Materials for Sensing, Biosensing and Display Devices," *Springer*, (2016).
- [10] A. Sinibaldi, R. Rizzo, G. Figliozzi, E. Descrovi, N. Danz, P. Munzert, A. Anopchenko, and F. Michelotti, "A full ellipsometric approach to optical sensing with Bloch surface waves on photonic crystals," *Opt. Express*, 21 23331–23344 (2013).
- [11] Z. Eyni, A. Namdar, S. Roshan Entezar and H. Tajalli, "Dispersion properties of nonlinear surface waves in one-dimensional photonic crystals with a nonlinear self-defocusing cap layer of left-handed metamaterial," *J. Opt. Soc. Am. B.*, 27 2116–2121 (2010).
- [12] A. Namdar, S. Roshan Entezar, H. Tajalli and Z. Eyni, "Backward nonlinear surface Tamm states in left-handed metamaterials," *Opt. Express.*, 16 10543–10548 (2008).
- [13] Z. Eyni, K. Milanchian, "Analytical Investigation of TM Surface Waves in 1D Photonic Crystals Capped by a Self-Focusing Left-Handed Slab," *J. Opt. Nanostruct* 2 (2017).
- [14] S. Awasthi, and S. Ojha, "Design of a Tunable Optical Filter by Using a One-Dimensional Ternary Photonic Band Gap Material," *PIER*. 4, 117–132 (2008).
- [15] A. Banerjee, "Enhancement in sensitivity of blood glucose sensor by using 1D defect ternary photonic band gap structures," *J. Opt.* 48, 262–265 (2019).
- [16] S.K. Awasthi, U. Malaviya, S.P. Ojha, "Enhancement of omnidirectional total-reflection wavelength range by using one-dimensional ternary photonic bandgap material." *J. Opt. Soc. Am. B* 23, 2566–2571 (2006).
- [17] Z.A. Zaky, A. Sharma, S. Alamri, N. Saleh, and A.H. Aly, "Detection of Fat Concentration in Milk Using Ternary Photonic Crystal," *Silicon* 14, 6063–6073 (2022).
- [18] A. Banerjee, "Enhanced Incidence Angle Based Spectrum Tuning by Using One-Dimensional Ternary Photonic Band Gap Structures," *J. Electromagn. Waves Appl.* 24, 1023–1032 (2010).
- [19] Sh. Gupta, U. Yadav, and A. Banerjee, "Design of optical filters by using double defect layered 1D ternary photonic band gap structures for optical communication and remote sensing," *J. Opt.* (2024). <https://doi.org/10.1007/s12596-024-01692-6>.
- [20] W. Sabra, A. Ali, M. Al-Dossari, N. S. Abd El-Gawaad, M. Mobarak, A. H. Aly, and H. Sayed, "A ternary photonic crystal design containing graphene layers for the generation of the cutoff frequency feature at Terahertz region," *Opt. Quantum Electron.* 55: 1138 (2023).
- [21] A. Banerjee, Design of a multiwavelength optical buffer for optical networks by using a 1D defect ternary photonic multilayer structures. *J. Opt.* (2022). <https://doi.org/10.1007/s12596-022-00992-z>.
- [22] M. Karimi Habil, and S. Roshan Entezar, "Tunability of the Brewster angle and dispersion type of the asymmetric graphene-based hyperbolic metamaterials," *J. Opt.* 21(6) 065101 (2019).
- [23] A. Poddubny, I. Iorsh, P. Belov, and Y. Kivshar, "Hyperbolic metamaterials," *Nat. Photonics* 7, 948–957 (2013).
- [24] J. Yang, X. Hu, X. Li, Z. Liu, X. Jiang, and J. Zi, "Cancellation of reflection and transmission at metamaterial surfaces," *Opt. Lett.* 35, 16–18 (2010).

- [25] D. R. Smith and D. Schurig, "Electromagnetic wave propagation in media with indefinite permittivity and permeability tensors," *Phys Rev. Lett.* 90, 077405 (2003).
- [26] A. K. Geim and K. S. Novoselov, "The rise of graphene," *Nat. Mater.* 6, 183–191 (2007).
- [27] A. K. Geim, "Graphene: status and prospects," *Science* 324, 1530–1534 (2009).
- [28] B. Zhu, G. Ren, S. Zheng, Z. Lin, Sh. Jian, "Nanoscale dielectric-graphene-dielectric tunable infrared waveguide with ultrahigh refractive indices," *Opt. Express* 21(4), 17089-17096 (2013).
- [29] A. Pianelli, R. Kowrdziej, M. Dudek, K. Sielezin, M. Olifierczuk, and J. Parka, "Graphene-based hyperbolic metamaterial as a switchable reflection modulator," *Opt. Express* 28 (5), 6708-6718 (2020).
- [30] C. Moldovan, S. Capdevila, J. , Romeu, L. S. Bernard, , A. Magrez, and A. M Ionescu, "Self-biased reconfigurable graphene stacks for terahertz plasmonics," *Nat. Commun.* 6(1), 1-8 (2015).
- [31] Z. Eyni and K. Milanchian, "Optical properties of 1D quasiperiodic structures containing graphene-based hyperbolic metamaterials," *Opt. Quantum Electron.* 55: 892 (2023).