

«مقاله پژوهشی»

## بررسی خواص نوری ساختار متناوب دوگانه شامل متامواد هذلولوی گرافن پایه با محور نوری مورب

زهرا عینی<sup>1\*</sup>، کریم میلانچیان<sup>2</sup>

1. استادیار، گروه فیزیک، دانشگاه پیام نور، تهران، ایران

2. استادیار، گروه فیزیک، دانشگاه پیام نور، تهران، ایران

تاریخ دریافت: 1401/11/01 تاریخ پذیرش: 1401/12/14

## Study on Optical Properties of Double-Periodic Structures Containing Tilted Graphene-Based Hyperbolic Metamaterials

Z. Eyni<sup>\*1</sup>, K. Milanchian<sup>2</sup>

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

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

Received: 2022/12/21 Accepted: 2023/01/04

### Abstract

We have investigated the optical properties of the double-periodic structure containing graphene-based hyperbolic metamaterial using the transfer matrix method and the effective medium theory at the Terahertz frequency region. Our findings reveal that this structure may have multiple band gaps in hyperbolic and elliptical frequency regions. Moreover, it shows that the transmission and absorption for TM polarization depend on both graphene chemical potential and optical axis orientation of the hyperbolic metamaterial layers. However, in the TE polarization case, these optical properties only depend on graphene chemical potential.

### Keywords

Metamaterial, Hyperboic Dispersion, Double- Periodic Structure, Transfer Matrix

### چکیده

در این مقاله خواص نوری ساختار متناوب دوگانه شامل متامواد هذلولوی گرافن پایه با محور نوری مورب، با استفاده از روش ماتریس انتقال و روش تقریب محیط مؤثر در ناحیه فرکانسی تراهرتز مورد بررسی قرار گرفته است. نشان داده شده است که این ساختار در هر دو ناحیه فرکانسی هذلولوی و بیضوی می‌تواند دارای باند ممنوعه باشد. همچنین نتایج به دست آمده نشان داد که خواص عبور و جذب ساختار مورد نظر برای امواج قطبیده TM به پتانسیل شیمیایی گرافن و سمت‌گیری محور نوری لایه‌های متاماده هذلولوی بستگی دارد. در صورتی که برای امواج قطبیده TE این خواص تنها به پتانسیل شیمیایی گرافن بستگی دارد.

### واژه‌های کلیدی

متامواد هذلولوی، ساختار متناوب دوگانه، ماتریس انتقال

### مقدمه

در سال‌های اخیر، نوع جدیدی از متامواد ناهمسانگرد، به اصطلاح متامواد هذلولوی (HMM)، به خاطر کاربردهای مختلف، مانند شکست منفی، پوشش‌های نامرئی، هایپرنزهای تصویربرداری مورد بررسی محققان قرار گرفته است [7-1]. در این نوع از متامواد، یکی از درایه‌های اصلی تانسورهای گذردهی الکتریکی یا تراوایی مغناطیسی، با دیگر درایه‌های اصلی، علامت مخالف دارد و به علت مختلف علامت بودن این درایه‌ها، معادله سطح بسامدی به صورت هذلولوی خواهد بود. به این نوع از متامواد، متامواد هذلولوی گفته می‌شود.

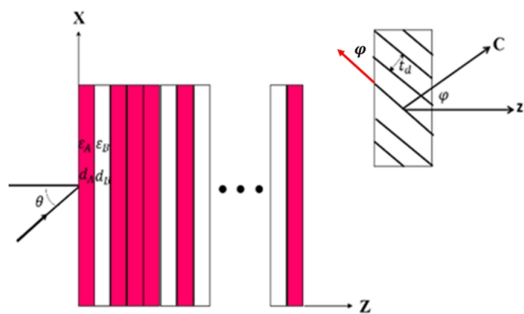
اخیراً، گرافن هم به دلیل ویژگی‌های جالب مانند تحرک بالایی حامل‌ها، انعطاف‌پذیری و خواص الکتریکی فوق العاده توجه زیادی را به خود جلب کرده است [8-9]. مهمترین مزیت گرافن در محدوده فرکانس تراهرتز و مادون قرمز دور است. در این ناحیه فرکانسی، خواص نوری گرافن به رسانایی سطحی (یا پتانسیل شیمیایی) آن بستگی دارد که می‌توان آن را از طریق یک ولتاژ گیت خارجی کنترل کرد [10]. علاوه بر این، اتصالات گرافن در مقایسه با فلزات به طور چشمگیری ناچیز است [11، 12]. با توجه به این مزیت‌های منحصر به فرد، گرافن کاندیدای خوبی برای طراحی HMM و دستگاه‌های نوری قابل تنظیم تبدیل شده است [13]. به همین منظور مطالعه محیط‌های شامل متامواد هذلولوی گرافن پایه با توجه به خواص متنوع و کاربردهای جالب مورد توجه فراوان قرار گرفته است [14-18].

همچنین، ساختارهای فوتونی شبه متناوب که حد مابین ساختارهای متناوب منظم و ساختارهای تصادفی نامنظم هستند، به دلیل ویژگی‌های جالبی که دارند از اهمیت خاصی برخوردار هستند [19-24].

در این مقاله خواص نوری ساختار متناوب دوگانه شامل متامواد هذلولوی گرافن پایه با محور نوری مورب، با استفاده از روش ماتریس انتقال و روش تقریب محیط مؤثر در ناحیه فرکانسی تراهرتز مورد بررسی قرار گرفته است. اثر سمت‌گیری محور نوری لایه‌های متاماده هذلولوی و پتانسیل شیمیایی گرافن بر روی خواص عبور و جذب ساختار مورد نظر بررسی شده است.

### مدل‌بندی

در این بخش، خواص نوری ساختار متناوب دوگانه متشکل از لایه‌های A و B در محدوده فرکانسی تراهرتز را بررسی می‌کنیم. لایه A دی‌الکتریک همسانگرد با گذردهی نسبی  $\epsilon_A$  و ضخامت  $d_A$  را نشان می‌دهد. لایه B متاماده هذلولوی گرافن پایه 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 1). قسمت الحاقی شکل (1)، لایه B (متامواد هذلولوی گرافن پایه) را نشان می‌دهد که در آن گرافن تک لایه با ضخامت  $t_g = 0.34 \text{ nm}$  توسط لایه‌های دی‌الکتریک (مانند پلیمر پلیپروپیلین) با ضخامت  $t_d = 0.5 \text{ mm}$  و گذردهی الکتریکی نسبی  $\epsilon_d = 2.25$  از هم جدا می‌شوند.



شکل 1. تصویر شماتیک ساختار متناوب دوگانه یک بعدی ( $DP_3$ ). در اینجا لایه‌های A دی‌الکتریک همسانگرد (مانند  $SiO_2$ ) با ضخامت‌های  $\epsilon_A = 5$  و  $d_A = 10 \mu m$  و لایه‌های B یک HMM گرافن پایه تک محوری ناهمسانگرد با ضخامت‌های  $d_B = 10 \mu m$  هستند که محور نوری آن نسبت به سطح مشترک لایه‌ها مورب است.

ساختار متناوب دوگانه DP می‌تواند به صورت  $S_n^\dagger = S_{n-1} S_{n-1}^\dagger$  و  $S_n = S_{n-1} S_{n-1}^\dagger$  به ازای  $1 \leq n \leq N$  تعریف شود. تعداد بلوک‌های سازنده در این ساختار با n به شکل  $2^{n-1}$  افزایش می‌یابد [19].

$$e_{\phi} = \frac{e_g t_g + e_d t_d}{t_g + t_d} \quad (5)$$

$$e_{\phi} = \frac{(t_g + t_d)(e_{Gz} e_d)}{t_g e_d + t_d e_{Gz}}$$

با در نظر گرفتن معادلات ماکسول و موج تخت تکفام

تابشی به صورت  $\mathbf{H} = H_y(z) \exp[i(k_x x - \omega t)] \hat{e}_y$  برای قطبش TM می توان معادله موج درون لایه گرافن و دی الکتریک را به صورت رابطه زیر به دست آورد

$$\frac{d^2 H_y}{dz^2} + 2i \frac{e_{xz}}{e_{zz}} k_x \frac{dH_y}{dz} + \left( \frac{\omega^2}{c^2} \frac{e_{zz}}{e_{zz}} - \frac{e_{xx}}{e_{zz}} k_x^2 \right) H_y = 0 \quad (6)$$

که در آن  $k_x = \frac{\omega}{c} \sin \theta$ ، فرکانس زاویه ای موج

و  $c$  سرعت نور در خلا است. با در نظر گرفتن میدان های مغناطیسی و الکتریکی به شکل تابع موج دو مؤلفه ای

$$\mathbf{H} = H_y(z) \hat{e}_y, \quad \mathbf{E} = E_x(z) \hat{e}_x + E_z(z) \hat{e}_z$$

و  $z + Dz$  در یک لایه را می توان به شکل  $y(z + Dz) = M_B(\omega, Dz) y(z)$  نوشت که در آن  $M_B(\omega, Dz)$  ماتریس انتقال در لایه متامواد هذلولوی گرافن پایه است:

$$M_B(\omega, Dz) = e^{-i(a_1 Dz)} \begin{pmatrix} \frac{e_{xx}}{e_{zz}} \cos(a_2 Dz) & i q_B \sin(a_2 Dz) \\ \frac{i}{e_{zz}} \sin(a_2 Dz) & \cos(a_2 Dz) \end{pmatrix} \quad (7)$$

که در آن  $a_1 = k_x \frac{e_{xz}}{e_{zz}}$

$$q_B = \frac{\omega \sqrt{e_{zz}}}{c} \text{ و } a_2 = \frac{\omega}{c} \sqrt{e_{zz} - \sin^2 \theta}$$

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

$$M_A(\omega, Dz) = \begin{pmatrix} \frac{e_{xx}}{e_{zz}} \cos(k_z^A Dz) & i / q_A \sin(k_z^A Dz) \\ \frac{i}{e_{zz}} \sin(k_z^A Dz) & \cos(k_z^A Dz) \end{pmatrix} \quad (8)$$

گذردی نسبی گرافن می تواند به شکل  $e_{Gx}, e_{Gy}, e_{Gz}$  در نظر گرفته شود که در آن

$$e_{Gz} = 1, e_{Gx} = e_{Gy} = e_g = 1 + \frac{is}{t_g \omega \epsilon_0}$$

در صفحه و خارج از صفحه گذردی الکتریکی نسبی هستند [29-25].  $\epsilon_0$  گذردی الکتریکی خلا و  $s$  رسانندگی

سطحی گرافن است که می تواند توسط فرمول کوبو به شکل  $s = s_g^{intra} + s_g^{inter}$  بیان شود، که شامل دو سهم داخل باندی و بین باندی به شکل رابطه های (1) و (2) است

$$s_g^{intra} = \frac{ie^2 k_B T}{\rho \hbar^2 (\omega + i\gamma)} \left[ \frac{m_c}{k_B T} + 2 \ln \frac{\epsilon}{\epsilon_0} + \exp\left(-\frac{m_c \hbar \omega}{k_B T}\right) \right] \quad (1)$$

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

که در آن  $\hbar = \frac{h}{2\pi}$  و  $e, K_B, T, m_c, \omega, \gamma$  به ترتیب بار

الکترون، ثابت بولتزمن، دمای مطلق، پتانسیل شیمیایی،

فرکانس زاویه ای، ثابت پلانک،  $g = \frac{1}{t}$  ثابت میرایی و  $t$

زمان و اهلهش 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 گذردی الکتریکی ناهمسانگرد محیط متامواد هذلولوی شامل

نانولایه های گرافن و دی الکتریک را به صورت رابطه (3) تعریف کرد.

$$\bar{\epsilon}_B = \begin{pmatrix} \frac{e_{xx}}{e_{zz}} & 0 & e_{xz} \\ 0 & e_{\phi} & 0 \\ e_{zx} & 0 & e_{zz} \end{pmatrix} \quad (3)$$

که در آن

$$e_{xx} = e_{\phi} \cos^2 \theta + e_{zz} \sin^2 \theta, \quad (4)$$

$$e_{zz} = e_{\phi} \sin^2 \theta + e_{zz} \cos^2 \theta,$$

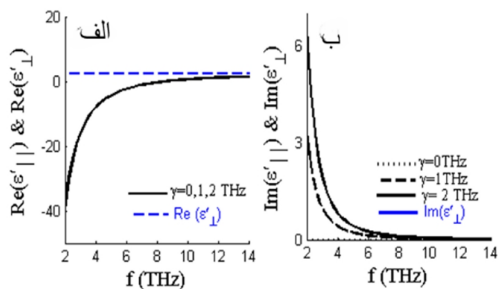
$$e_{xz} = e_{zx} = (e_{\phi} - e_{zz}) \sin \theta \cos \theta.$$

در این رابطه  $e_{\phi}$  و  $e_{zz}$  به ترتیب درایه موازی و عمودی

تانسور گذردی الکتریکی نسبت به فصل مشترک نانولایه های گرافن هستند. همچنین

شکل 2 (الف) قسمت حقیقی  $\epsilon_{\parallel}$  بر حسب فرکانس برای پتانسیل‌های شیمیایی مختلف  $m_c = 0.25, 0.3, 0.6, 0.8 \text{ eV}$  به ازای  $g = 1 \text{ THz}$  نشان می‌دهد. با توجه به اینکه  $t_g \ll t_d$ ، مطابق با معادله (5)  $\epsilon_{\parallel}$  مستقل از فرکانس بوده و  $(\text{Re}(\epsilon_{\parallel}) \gg e_d)$  و  $\text{Im}(\epsilon_{\parallel}) = 0$ . بنابراین فقط  $\epsilon_{\perp}$  تابع فرکانس بوده و با افزایش پتانسیل شیمیایی به مقادیر  $0/6$  یا  $0/8$  الکترون - ولت،  $\text{Re}(\epsilon_{\perp})$  کاهش یافته و پهنای ناحیه فرکانس هدلولوی افزایش می‌یابد. در شکل 2 (ب)  $\text{Im}(\epsilon_{\perp})$  بر حسب فرکانس برای پتانسیل‌های شیمیایی مختلف  $m_c = 0.25, 0.3, 0.6, 0.8 \text{ eV}$  به ازای  $g = 1 \text{ THz}$  نشان داده شده است.

با توجه به شکل 2 (ب) مشاهده می‌شود که  $\text{Im}(\epsilon_{\perp})$  مثبت بوده و با افزایش پتانسیل شیمیایی افزایش یافته اما با افزایش فرکانس کاهش می‌یابد. شکل 3 (الف) قسمت حقیقی  $\epsilon_{\perp}$  را بر حسب فرکانس برای ثابت میرایی‌های متفاوت  $g = 0, 1, 2 \text{ THz}$  به ازای  $m_c = 0.25 \text{ eV}$  نشان می‌دهد.



شکل 3. (الف) و (ب) قسمت‌های حقیقی و موهومی  $\epsilon_{\parallel}$  و  $\epsilon_{\perp}$  را بر حسب فرکانس برای ثابت میرایی‌های متفاوت  $g = 0, 1, 2 \text{ THz}$  به ازای  $m_c = 0.25 \text{ eV}$  و  $T = 300 \text{ K}$  نشان می‌دهد. سایر پارامترها مانند شکل 1 هستند.

همان طور که از شکل 3 (الف) مشخص است،  $\text{Re}(\epsilon_{\parallel})$  در محدوده فرکانسی مورد نظر، به  $g$  حساس

که در آن  $k_z^A = w / c \sqrt{\epsilon_A - \sin^2 q}$ ،  $q_A = k_z^A / w \epsilon_0 \epsilon_A$  با استفاده از این روابط و اعمال شرایط مرزی، ضریب انتقال موج قطبیده TM برای ساختار مورد نظر که در هوا قرار گرفته است، به شکل رابطه زیر به دست می‌آید:

$$t_{TM}(w) = \frac{2q_0}{q_0 M_{22}(w) + q_t M_{11}(w) - M_{21}(w) - q_0 q_t M_{12}(w)} \quad (9)$$

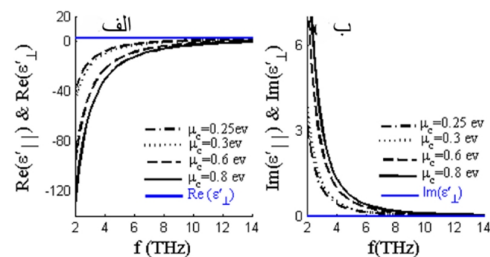
که در آن  $M_{ij}(w)$  درایه‌های ماتریس انتقال کل ساختار،  $e_0$  و  $k_{0z} = (w/c) \cos q$ ،  $q_0 = q_t = k_{0z} / w \epsilon_0$  گذردهی الکتریکی خلا است. به روشی مشابه ضریب انتقال موج قطبیده TE به صورت رابطه (10) به دست می‌آید:

$$t_{TE}(w) = \frac{2q\phi}{q\phi M_{22}(w) + q\phi M_{11}(w) + M_{21}(w) + q\phi q_t M_{12}(w)} \quad (10)$$

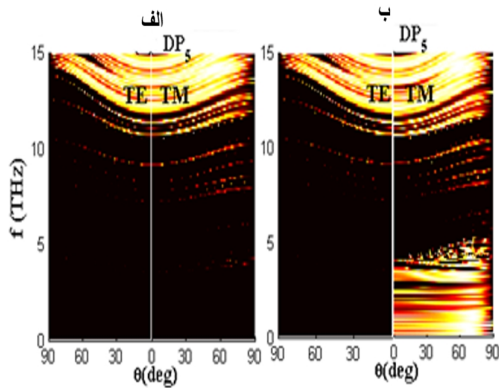
که در آن  $M_{ij}(w)$  درایه‌های ماتریس انتقال کل ساختار برای موج قطبیده TE،  $q\phi = q\phi = k_{0z} / w m_0$ ،  $TE$  است.  $m_0$  و  $k_{0z} = (w/c) \cos q$ .

## بحث و نتایج

در ابتدا گذردهی الکتریکی مؤثر محیط متاماده گرافن پایه ( $\epsilon_{\parallel}$  و  $\epsilon_{\perp}$ ) بر حسب فرکانس در شکل‌های (2) و (3) نشان داده شده است.



شکل 2. (الف) و (ب) قسمت‌های حقیقی و موهومی  $\epsilon_{\parallel}$  و  $\epsilon_{\perp}$  بر حسب فرکانس برای پتانسیل‌های شیمیایی متفاوت  $m_c = 0.25, 0.3, 0.6, 0.8 \text{ eV}$  به ازای  $g = 0$  را نشان می‌دهد. سایر پارامترها مانند شکل 1 هستند.



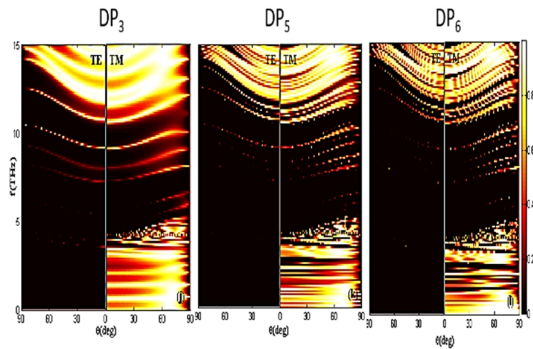
شکل 4. طیف عبور ساختار متناوب دوگانه  $DP_5$  بر حسب  $q$  و  $f$  به ازای (الف):  $z = 0$  و (ب):  $z = 30^\circ$ . نواحی تاریک، باندهای ممنوعه و مناطق روشن، ناحیه فرکانسی عبور ساختار را نشان می‌دهد.

همان طور که در شکل 5 نشان داده شده است، هیچ انتقال قابل توجهی برای فرکانس‌های زیر 10 تراهرتز برای پلاریزاسیون TE وجود ندارد. از آنجا که مطابق شکل 2 (الف) برای پارامترهای داده شده، رژیم هذلولوی برای فرکانس‌های ( $f \approx 6.4 \text{ THz}$ ) رخ می‌دهد، بنابراین، برای قطبش TE هیچ عبوری در ناحیه فرکانسی هذلولوی وجود ندارد.

همچنین، در مورد لایه‌های متاماده هذلولوی با ( $z = 0$ )، همان طور که می‌توان پیش‌بینی کرد، عبور ساختار برای هر دو قطبش TE و TM یکسان است و انتقال از ساختار در این حالت به قطبش موج تابشی حساس نیست. در مورد لایه‌های HMM با محور نوری مورب ( $z = 30^\circ$ ) بر خلاف حالت  $z = 0$ ، عبور ساختار برای قطبش‌های TE و TM متفاوت است و یک باند عبور پهن در محدوده فرکانسی هایپرپولیک برای قطبش TM وجود دارد. برخلاف مورد پلاریزاسیون TE، انتقال از ساختار برای قطبش TM به شدت به جهت‌گیری محور نوری لایه‌های HMM بستگی دارد.

شکل 6 اثر سمت‌گیری محور نوری لایه‌های HMM گرافن پایه را بر روی طیف عبور ساختار مورد نظر بر حسب

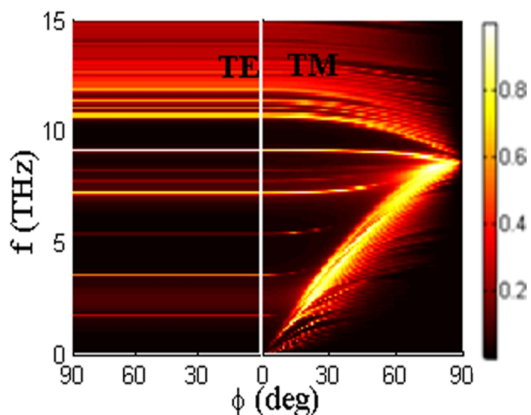
نیست. بنابراین،  $q$  می‌تواند به عنوان یک مقدار حقیقی تحت شرایط  $g = 0$  در نظر گرفته شود. به منظور بررسی تشکیل باند ممنوعه و باند عبور در ساختار متناوب دوگانه، طیف عبور این ساختار در صفحه  $(q, f)$  به ازای  $z = 30^\circ$  و  $m_c = 0.25 \text{ eV}$  برای زنجیره‌های سوم، پنجم و ششم در شکل 4 رسم شده است.



شکل 4. طیف عبور ساختار متناوب دوگانه در صفحه  $(q, f)$  به ازای  $z = 30^\circ$ ،  $T = 300 \text{ K}$ ،  $m_c = 0.25 \text{ eV}$ . (الف):  $DP_3$ ، (ب):  $DP_5$  و (ج):  $DP_6$ . نواحی تاریک، باندهای ممنوعه و مناطق روشن، ناحیه فرکانسی عبور ساختار را نشان می‌دهد.

شکل 4، طیف عبور ساختار متناوب دوگانه را برای زنجیره‌های 3، 5 و 6 (به ترتیب با 8، 32 و 64 لایه) نشان می‌دهد. از شکل 4 می‌توان دید که موقعیت‌های طیفی باندهای ممنوعه برای قطبش‌های TE و TM تقریباً مستقل از ترتیب تولید ساختار است. بنابراین ما یکی از زنجیره‌ها یعنی زنجیره پنجم ( $DP_5$ ) را در نظر می‌گیریم.

در شکل 5، طیف عبور ساختار متناوب دوگانه  $DP_5$  حاوی لایه‌های متاماده گرافن پایه با محور نوری مورب، بر حسب زاویه تابش و فرکانس موج فرودی به ازای دو زاویه  $z = 0^\circ$  و  $z = 30^\circ$  نشان داده شده است.



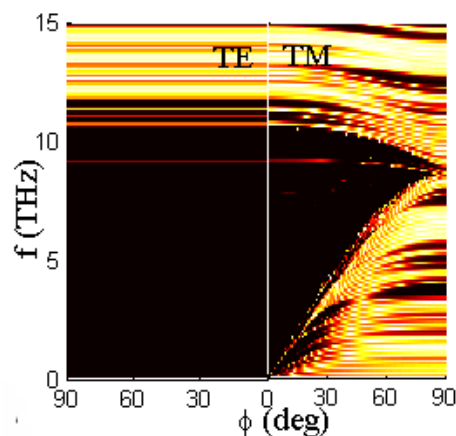
شکل 7. طیف جذب ساختار متناوب دوگانه  $DP_5$  بر حسب  $\phi$  و فرکانس برای تابش عمودی. در این شکل،  $T = 300 \text{ K}$  و  $m_c = 0.25 \text{ eV}$ ،  $g = 1 \text{ THz}$ . نواحی روشن، ناحیه فرکانسی جذب ساختار را نشان می‌دهد.

با توجه به شکل 7، می‌توان نتیجه گرفت که ناحیه فرکانسی جذب را می‌توان با افزایش زاویه کج شدن محور نوری افزایش داد. همان طور که مشاهده می‌شود، با افزایش زاویه سمت‌گیری محور نوری لایه‌های HMM گرافن پایه، در منحنی‌های پلاریزاسیون TM، ناحیه فرکانسی جذب به سمت فرکانس‌های بالاتر (شیفت آبی) تغییر می‌کند و ناحیه‌ای که در آن جذب وجود ندارد، گسترش یافته و افزایش می‌یابد (از صفر تا 10 تراهرتز). این نتیجه ممکن است برای تنظیم محدوده فرکانسی استفاده شود که در آن این ساختار می‌تواند به عنوان پلاریزه کننده یا فیلتر کردن موج فرودی باشد.

### نتیجه‌گیری

در این کار نظری، ما خواص نوری ساختار متناوب دوگانه  $DP_5$  حاوی متاماده هذلولی گرافن پایه را در ناحیه فرکانسی تراهرتز مطالعه کردیم. لایه‌های HMM به عنوان یک محیط ناهمسانگرد همگن در نظر گرفته می‌شوند که محور نوری آنها نسبت به فصل مشترک لایه‌ها کج شده است. مهم‌ترین یافته‌های این مطالعه را می‌توان به صورت زیر خلاصه کرد:

$\phi$  و فرکانس موج فرودی به ازای تابش عمود و برای هر دو قطبش TE و TM نشان می‌دهد.



شکل 6. طیف عبور ساختار متناوب دوگانه  $DP_5$  بر حسب  $\phi$  و فرکانس برای تابش عمودی. در این شکل، نواحی تاریک، باندهای ممنوعه و مناطق روشن، ناحیه فرکانسی عبور ساختار را نشان می‌دهد.

با توجه به شکل 6، واضح است که، طیف عبور ساختار برای موج تابشی قطبیده TE مستقل از  $\phi$  است و به ازای تمامی زوایای  $\phi$ ، هیچ انتقالی زیر فرکانس 10 تراهرتز وجود ندارد. برای قطبش TM، عبور ساختار به شدت با فرکانس و زاویه  $\phi$  در ناحیه فرکانسی هذلولی تغییر می‌کند و با افزایش  $\phi$ ، پهنای باندهای ممنوعه در محدوده فرکانس هذلولی و بیضوی کاهش می‌یابد.

در ادامه، وابستگی طیف جذب ساختار متناوب دوگانه  $DP_5$  را، بر حسب سمت‌گیری محور نوری لایه‌های HMM گرافن پایه، ( $\phi$ ) بررسی می‌کنیم. شکل 7 اثر سمت‌گیری محور نوری لایه‌های HMM گرافن پایه را بر روی طیف جذب ساختار متناوب دوگانه  $DP_5$  بر حسب  $\phi$  و فرکانس موج تابشی به ازای تابش عمود و برای هر دو قطبش TE و TM نشان می‌دهد.

3. برای قطبش TM در ناحیه فرکانس هذلولوی، پهنای باند ممنوعه به شدت با سمت‌گیری محور نوری لایه HMM تغییر می‌کند.

4. با افزایش زاویه کجی محور نوری لایه‌های HMM، ناحیه فرکانسی جذب ساختار به سمت فرکانس‌های بالاتر (شیفت آبی) انتقال می‌یابد.

1. ساختار متناوب دوگانه ممکن است در ناحیه فرکانسی هذلولوی و بیضوی دارای باند ممنوعه باشد.

2. خواص نوری ساختار در مورد لایه‌های HMM گرافن پایه با محور نوری مورب، بر خلاف حالت  $J = 0$ ، به قطبش موج فرودی حساس است.

## منابع

- [1] R. Shelby, D. Smith, S. Schultz, "Experimental Verification of a Negative Index of Refraction," *Science* 292 77 (2001).
- [2] J. Pendry, "Negative Refraction Makes a Perfect Lens," *Phys. Rev. Lett.* 85 3966 (2000).
- [3] Z. Jacob, L. Alekseyev, E. Narimanov, "Optical Hyperlens: Far-field imaging beyond the diffraction limit," *Opt. Express* 14 8247 (2006).
- [4] G. Zhu, "Designing a square invisibility cloak using metamaterials made of stacked positive-negative index slabs," *J. Appl. Phys.* 113 163103 (2013).
- [5] A. Poddubny, I. Iorsh, P. Belov, and Y. Kivshar, "Hyperbolic metamaterials," *Nat. Photonics* 7, 948–957 (2013).
- [6] 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).
- [7] D. R. Smith and D. Schurig, "Electromagnetic wave propagation in media with indefinite permittivity and permeability tensors," *Phys Rev. Lett.* 90, 077405 (2003).
- [8] F. Michelotti, and E. Descrovi, "Temperature stability of Bloch surface wave biosensors," *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 99, pp. 231107, 2011.
- [9] A. K. Geim and K. S. Novoselov, "The rise of graphene," *Nat. Mater.* 6, 183–191 (2007).
- [10] A. K. Geim, "Graphene: status and prospects," *Science* 324, 1530–1534 (2009).
- [11] K. S. Novoselov, A. K. Geim, S. V. Morozov, D. Jiang, Y. Zhang, S. V. Dubonos, I. V. Grigorieva, and A. A. Firsov, "Electric field effect in atomically thin carbon films," *Science* 306, 666–669 (2004).
- [12] G.W. Hanson, "Quasi-transverse electromagnetic modes supported by a graphene parallel-plate waveguide," *J. Appl. Phys.* 104 084314 (2008).
- [13] P. Tassin, T. Koschny, C. Soukoulis, "Graphene for terahertz applications," *Science* 341 620 (2013).
- [14] M. Liu, X. Yin, E. Ulin-Avila, B. Geng, T. Zentgraf, L. Ju, F. Wang, and X. Zhang, "A graphene-based broadband optical modulator," *Nature* 474(7349), 64–67 (2011).
- [15] I. V. Iorsh, I. S. Mukhin, I. V. Shadrivov, P. A. Belov, and Y. S. Kivshar, "Hyperbolic metamaterials based on multilayer graphene structures," *Phys. Rev. B* 87(7), 075416 (2013).
- [16] M. A. K. Othman, C. Guclu, and F. Capolino, "Graphene-based tunable hyperbolic metamaterials and enhanced near-field absorption," *Opt. Express* 21(6), 7614–7632 (2013).
- [17] K. V. Sreekanth, A. De Luca, and G. Strangi, "Negative refraction in graphene-based metamaterials," *Appl. Phys. Lett.* 103(2), 023107 (2013).
- [18] T. Zhang, L. Chen, and X. Li, "Graphene-based tunable broadband hyperlens for far-field subdiffraction imaging at mid-infrared frequencies," *Opt. Express* 21(18), 20888–20899 (2013).
- [19] B. Zhu, G. Ren, S. Zheng, Z. Lin, and S. Jian, "Nanoscale dielectric-graphene-dielectric tunable infrared waveguide with ultrahigh refractive indices," *Opt. Express* 21(14), 17089–17096 (2013).

- [20] E. L. Albuquerque, and M. G. Cottam, "Theory of elementary excitations in quasiperiodic- structures," *Phys. Rep.* 376 (4), 225-337 (2003).
- [21] C. Janot. *Quasicrystals*, Oxford Clarendon press.
- [22] A.N Poddubny, E.L Ivchenkoa. Photonic quasicrystalline and aperiodic structures. *Physica E* 42:1871–1895 (2010).
- [23] AM. Vyunishev, PS. Pankin, SE. Svyakhovskiy, IV. Timofeev, SY. Vetrov, "Quasiperiodic one-dimensional photonic crystals with adjustable multiple photonic bandgaps" *Opt. Lett.* 42 (18): 3602-3605 (2017).
- [24] D. Qi, X. Wang, Y. Cheng, F. Chen, L. Liu and R. Gong, "Quasi-periodic photonic crystal Fabry–Perot optical filter based on Si/SiO<sub>2</sub> for visible-laser spectral selectivity" *J. Phys . D. Appl. Phys.* 51 (22):225103, (2018).
- [25] G. He, C. Zhu, Y. Jiang, j. Ren, Y. Guo, "Generation of path-polarization hyperentanglement using quasi-phase-matching in quasi-periodic nonlinear photonic crystal", *Sci. Rep.* 7: 05271-05277 (2017).
- [26] X. Gan, K. F. Mak, Y. Gao, Y. You, F. Hatami, J. Hone, T. F. Heinz, and D. Englund, "Strong enhancement of light-matter interaction in graphene coupled to a photonic crystal nanocavity," *Nano Lett.* 12, 5626–5631 (2012).
- [27] W. Zhu, F. Xiao, M. Kang, D. Sikdar, and M. Premaratne, "Tunable terahertz left-handed metamaterial based on multi-layer graphenedielectric composite," *Appl. Phys. Lett.* 104, 051902 (2014).
- [28] Z. Eyni, and K. Milanchian, "Effect of nonlinear cap layer on TM-polarized surface waves in a graphene-based photonic crystal," *Opt Quant Electron.* 52: 207 (2020).
- [29] L. Falkovsky, S. Pershoguba, "Optical far-infrared properties of a graphene monolayer and multilayer," *Phys. Rev. B* 76(15), 153410 (2007).
- [30] A. Madani, S. R. Entezar, A. Namdar, and H. Tajalli, "Influence of the orientation of optical axis on the transmission properties of onedimensional photonic crystals containing uniaxial indefinite metamaterial," *J. Opt. Soc. Am. B* 29, 2910–2914 (2012).

## COPYRIGHTS



© 2022 by the authors Licensee PNU, Tehran, Iran This article is an open access article distributed under the terms and conditions of the Creative Commons Attribution 4 0 International (CC BY4 0) (<http://creativecommons.org/licenses/by/4.0>)