

پلاریتون‌های سطحی تنظیم‌پذیر در بلور فوتونی یک‌بعدی حاوی فراماده هذلولی وار گرافن - پایه

امیر مدنی، رضا عبدی‌قلعه و جعفر پورصمد

گروه فوتونیک و مهندسی اپتیک و لیزر، دانشگاه بناب، بناب، ایران

پست الکترونیکی: a-madani@bonabu.ac.ir

(دریافت مقاله: ۱۳۹۷/۱۱/۲۳؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۳۹۸/۰۶/۲۳)

چکیده

در این مقاله به صورت نظری به بررسی پلاریتون‌های سطحی در مرز بین یک محیط دی‌الکتریک یکنواخت نیمه بی‌نهایت و یک بلور فوتونی یک‌بعدی پرداخته شده است. بلور فوتونی از ترکیب لایه‌های دی‌الکتریک همسانگرد و لایه‌هایی از فراماده هذلولی وار گرافن - پایه تشکیل شده است. برای مطالعه لایه‌های فراماده از تقریب محیط مؤثر استفاده شده و نشان داده شده است که این لایه‌ها در بازه بسامدی معینی در ناحیه THz پاشندگی هذلولی وار دارند. نتایج به دست آمده نشان می‌دهد که بلور فوتونی مورد بررسی در ناحیه بسامدی هذلولی وار نیز همانند ناحیه بسامدی بیضوی دارای باندهای ممنوعه فوتونی در هر دو قطبش TE و TM است و امکان تحریک پلاریتون‌های سطحی در این نواحی بسامدی وجود دارد. مشاهده شده است که مشخصات پلاریتون‌های سطحی به پارامترهای هندسی ساختار و همچنین به خواص اپتیکی تک لایه‌های گرافن وابسته است. در ادامه پروفایل میدان الکترومغناطیسی تعدادی از مدهای سطحی رسم شده و نشان داده شده است که مدهای باند ممنوعه اول جایگزیدگی بیشتری نسبت به مدهای باند ممنوعه دوم دارند. در پایان، توزیع شدت یک باریکه گوسی با قطبش TM در داخل و خارج بلور فوتونی شبیه‌سازی شده است که جایگزیدگی پلاریتون‌های سطحی در مرز ساختار را تأیید می‌کند.

واژه‌های کلیدی: پلاریتون‌های سطحی، فراماده هذلولی وار گرافن - پایه، بلور فوتونی، تنظیم‌پذیر

۱. مقدمه

دی‌الکتریک مختلف العلامت مثل هوا و فلزات در بسامدهای پایین‌تر از بسامد پلاسما ایجاد می‌شوند. ولی چون به طور طبیعی ماده با تراوایی مغناطیسی منفی یافت نمی‌شود پلاریتون‌های سطحی با قطبش TE در مرز مشترک دو محیط نیمه بی‌نهایت معمولی تشکیل نمی‌شود [۱-۳]. دامنه پلاریتون سطحی با حرکت از مرز مشترک به طرف

امواج سطحی یا پلاریتون‌های سطحی^۱ نوعی از امواج الکترومغناطیسی هستند که در مرز مشترک بین دو محیط نیمه بی‌نهایت متفاوت تشکیل می‌شوند. می‌توان نشان داد که چنین امواجی با قطبش TM در فصل مشترک دو محیط با ضرایب

۱. Surface polaritons

سوق یافته است که گرافن و فرامواد هذلولی وار گرافن - پایه^۲ از آن دسته هستند.

فرامواد هذلولی وار نوع جدیدی از فرامواد ناهمسانگرد هستند که در چند سال اخیر مورد توجه بسیاری قرار گرفته‌اند [۲۵-۲۶]. این مواد عمدتاً از ساختارهای لایه‌ای شامل ترکیب دی‌الکترونیک- فلز و آرایه‌های نانوسیمی فلزی طراحی و ساخته شده‌اند. در نواحی طول موجی بلند و جایی که طول موج بسیار بزرگ‌تر از ثابت شبکه ساختار است می‌توان از تقریب محیط مؤثر برای مطالعه این محیطها استفاده کرد. در این حالت کل ساختار به عنوان یک ساختار همگن ناهمسانگرد دیده می‌شود که دارای تانسور گذردهی الکتریکی قطری است. در فرامواد هذلولی وار، عناصر قطر اصلی این تانسور مختلف علامت هستند و این امر منجر به منحنی پاشندگی هذلولی وار به جای منحنی پاشندگی بیضوی در محیطهای معمولی می‌شود. این محیطها کاربردهای جالب توجهی در اپتیک و مهندسی به دست آورده‌اند که از آن جمله می‌توان به پدیده‌هایی مثل هایپرلنرها، نامرئی‌سازی و بازتابندگی صفر تمام سویه و... اشاره کرد [۲۷-۳۰]. با این وجود استفاده از فلزات در این ساختارها معایبی نیز به همراه دارد که می‌توان به اتلاف بالا و عدم قابلیت تنظیم‌پذیری خواص اپتیکی و عدم امکان سویچ‌زنی اشاره کرد. برای اصلاح این معایب اخیراً نوع جدیدی از فرامواد هذلولی وار پیشنهاد و ساخته شده است که از تک لایه‌های گرافن به جای فلزات در داخل ساختار لایه‌ای استفاده می‌کنند [۳۱].

گرافن که شبکه‌ای لانه زنبوری و تک لایه از اتم‌های کربن است، قابلیت جایگزینی لایه‌های نازک فلزی را دارد. تحرک‌پذیری بالای حاملین بار، انعطاف‌پذیری و استحکام بالا از خواص عمومی گرافن است. علاوه بر این، اتلاف تک لایه‌های گرافن در ناحیه بسامدی THz در مقایسه با فلزات پایین است و خواص اپتیکی و الکترونیکی آن وابسته به رسانندگی سطحی گرافن است که آن نیز به نوبه خود با پتانسیل شیمیایی گرافن ارتباط دارد. لذا می‌توان خواص اپتیکی گرافن را با تغییر تعداد

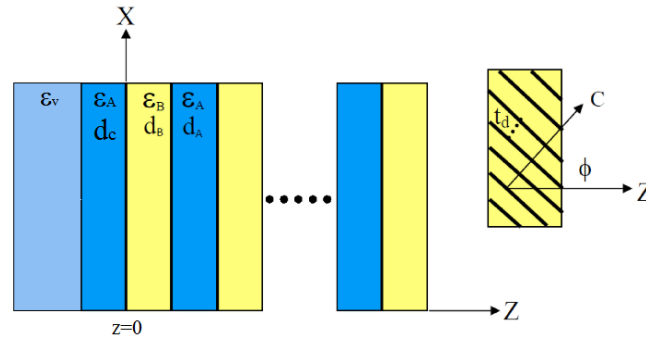
کناره‌ها به صورت نمایی افت پیدا کرده و صفر می‌شود. لذا میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی امواج بر روی سطح جدایی دو محیط جایگزیده می‌شوند و بیشینه دامنه میدان‌ها در مرز وجود خواهد داشت [۴-۵]. این خصوصیت پلاریتون‌های سطحی را به ابزار مناسبی جهت مطالعه خواص فیزیکی سطوح تبدیل کرده است. این امواج که در مورد فلزات بیشتر با نام پلاسمون پلاریتون‌های سطحی شناخته می‌شوند کاربردهای زیادی در زمینه‌های اپتیک غیرخطی، مدولاتورهای اپتیکی و حسگرها دارند [۶-۹].

وجود پلاریتون سطحی در مرز بین بلورهای فوتونی نیمه بی‌نهایت یک بعدی و هوا برای اولین بار در اواخر دهه ۱۹۷۰ توسط یه و یاریو مطرح شد [۴]. یه و یاریو از نظریه ساختار باند بلورهای فوتونی برای توجیه و مطالعه امواج سطحی بهره جستند. سال‌های بعد مطالعات بیشتری روی این ساختارها انجام گرفت [۱۰-۱۱] و کاربردهایی مثل تزریق نور به موجبر بلور فوتونی، خارج کردن نور از آن، ساخت حسگرهای نوری و افزایش جابه‌جایی گوس- هانچن برای آنها مطرح شد [۱۲-۱۵]. با توجه به قابلیت کنترل خواص اپتیکی و هندسی بلورهای فوتونی و ایجاد تغییرات در باندهای ممنوعه آنها، امکان تحریک پلاریتون‌های سطحی در ناحیه وسیعی از بسامد وجود دارد.

تاکنون، خواص اپتیکی بلورهای فوتونی متعددی توسط گروه‌های تحقیقاتی مورد بررسی قرار گرفته است که در طراحی و ساخت آنها از مواد اپتیکی گوناگونی نظیر دی‌الکترونیک‌ها، فلزات، نیم‌رساناها، فرامواد^۱، گرافن و... استفاده شده است [۱۶-۲۱]. همچنین تحریک پلاریتون‌های سطحی در مرز چنین بلورهایی مورد بررسی قرار گرفته است [۲۲-۲۴]. در این بین قابلیت کنترل پاشندگی پلاریتون‌های سطحی با استفاده از تنظیم ساختار باند بلور فوتونی از اهمیت بسزایی برخوردار است. این امر با استفاده از کنترل پارامترهای اپتیکی مواد تشکیل دهنده بلورها میسر می‌شود. لذا در سال‌های اخیر بیشتر تحقیقات در این زمینه به سمت استفاده از مواد با خواص اپتیکی تنظیم‌پذیر

۲. Graphene-based hyperbolic metamaterials

۱. Metamaterials



شکل ۱. (رنگی در نسخه الکترونیکی) ساختار بلور فوتونی یک بعدی تشکیل شده از لایه‌های دی‌الکتریک همسانگرد (A) و فراماده هذلولی وار گرافن- پایه (B). نحوه قرارگیری لایه‌های گرافن در ترکیب فراماده در سمت راست شکل نشان داده شده است.

جنس دی‌الکتریک غیرمغناطیسی همسانگرد با ضریب گذردهی ϵ_A و ضخامت d_A هستند. در صورتی که لایه‌های B از جنس فراماده هذلولی وار گرافن- پایه و ناهمسانگرد با ضخامت d_B هستند که گذردهی الکتریکی آن با تانسور $\bar{\epsilon}_B$ نمایش داده می‌شود. فرض می‌شود که بلور فوتونی با یک لایه کلاهک^۱ از جنس لایه A پوشیده شده است که ضخامت آن متفاوت از ضخامت سایر لایه‌ها و برابر با d_c است. لایه‌های بلور فوتونی موازی صفحه (x-y) قرار گرفته‌اند و محور z عمود بر سطح لایه‌ها قرار دارد (شکل ۱).

لایه‌های B که از فراماده گرافن- پایه در نظر گرفته شده‌اند در سمت راست شکل ۱ نمایش داده شده است. این لایه‌ها از صفحات گرافن- دی‌الکتریک تشکیل شده‌اند که در آن ضخامت لایه‌های گرافن $t_g = 0.34 \text{ nm}$ بوده و لایه‌های دی‌الکتریک با گذردهی الکتریکی $\epsilon_d = 2.25$ و ضخامت $t_d = 0.5 \mu\text{m}$ مابین صفحات گرافن قرار دارند. با در نظر گرفتن صفحات گرافن موازی با صفحه (x-y) گذردهی الکتریکی گرافن با تانسور $\bar{\epsilon}_G = [\epsilon_{Gx}, \epsilon_{Gy}, \epsilon_{Gz}]$ نشان داده می‌شود که در آن $\epsilon_{Gx} = \epsilon_{Gy} = \epsilon_g = 1 + i(\sigma_g \eta_0 / k t_g)$ گذردهی در راستای موازی صفحات گرافن و $\epsilon_{Gz} = 1$ گذردهی در راستای عمود بر صفحات گرافن هستند. $k = \omega / c$ بردار موج خلأ و $\eta_0 = 377 \Omega$ امپدانس خلأ هستند. رسانندگی سطحی گرافن با σ_g نشان داده شده است که از فرمول کوبو به دست می‌آید و شامل دو بخش درون بانندی و بین بانندی است:

حاملین بار از طریق اعمال ولتاژ گیت کنترل و تنظیم کرد [۳۲-۳۳]. نویسندگان این مقاله در تحقیقات اخیر خود به بررسی خواص اپتیکی و تراگسیلی بلور فوتونی یک بعدی متشکل از لایه‌های دی‌الکتریک و فراماده هذلولی وار گرافن- پایه پرداخته‌اند [۳۴]. نتایج به دست آمده نشان از وجود باندهای ممنوعه‌ای در ناحیه بسامدی THz برای هر دو قطبش TE و TM دارد که قابلیت تنظیم و کنترل با استفاده از پتانسیل شیمیایی گرافن را دارند. همچنین با توجه به ناهمسانگردی شدید لایه‌های فراماده هذلولی وار، وابستگی باندهای ممنوعه به جهت‌گیری محور نوری محیط هم بررسی شده و مشاهده شده است که برای امواج با قطبش TM این وابستگی بسیار شدید است. در مقاله حاضر ما به مطالعه خواص پاشندگی پلاریتون‌های سطحی بر روی مرز جدایی بلور فوتونی حاوی لایه‌های فراماده هذلولی وار با هوا خواهیم پرداخت. در انجام محاسبات عددی از روش ماتریس انتقال و نظریه محیط مؤثر برای به دست آوردن خواص تراگسیلی ساختار و پاشندگی پلاریتون‌های سطحی استفاده خواهیم کرد.

۲. مدل نظری و محاسبات

در این بخش از مقاله به بررسی پلاریتون‌های سطحی منتشر شونده در مرز بین یک محیط دی‌الکتریک یکنواخت نیمه بی‌نهایت با ضریب گذردهی الکتریکی ϵ_1 و یک بلور فوتونی یک بعدی نیمه بی‌نهایت می‌پردازیم. بلور فوتونی از لایه‌های متناوب A و B تشکیل شده است که در آن لایه‌های A از

۱. Cap layer

$$\begin{aligned} \vec{H}_y &= \hat{e}_y b_y e^{q_z z} e^{i(k\beta x - \omega t)} \quad z < -d_c, \\ \vec{E}_y &= \hat{e}_x \left(\frac{-iq_z}{\omega \epsilon_0 \epsilon_y} \right) b_y e^{q_z z} e^{i(k\beta x - \omega t)}, \end{aligned} \quad (5)$$

$$\vec{H}_y = \hat{e}_y (a_+ e^{ik_z z} + a_- e^{-ik_z z}) e^{i(k\beta x - \omega t)}, \quad (6)$$

$$\vec{E}_y = \hat{e}_x \left(\frac{k_z}{\omega \epsilon_0 \epsilon_A} \right) (a_+ e^{ik_z z} - a_- e^{-ik_z z}) e^{i(k\beta x - \omega t)},$$

$$\vec{H}_y = \hat{e}_y (b_+ e^{i(\alpha_+ - \alpha_-)z} + b_- e^{-i(\alpha_+ + \alpha_-)z}) e^{i(k\beta x - \omega t)}, \quad (7)$$

$$\vec{E}_y = \hat{e}_x \left(\frac{\alpha_+}{\omega \epsilon_0 \epsilon_{\parallel} \epsilon_{\perp}} \right) (b_+ e^{i(\alpha_+ - \alpha_-)z} - b_- e^{-i(\alpha_+ + \alpha_-)z}) e^{i(k\beta x - \omega t)},$$

در این روابط k بردار موج خالص و $\beta = \sqrt{\epsilon_y} \sin \theta$ عدد موج بهنجار شده در راستای مرز هستند. $q_z = k\sqrt{\beta^2 - 1}$ ثابت انتشار امواج در ناحیه $z < -d_c$ است که میرایی پلاریتون‌های سطحی در این ناحیه را نشان می‌دهد. k_z مؤلفه بردار انتشار در لایه‌های A بوده و $\alpha_{\pm} = (\epsilon_{xz} / \epsilon_{zz}) k_x$ و $\alpha_{\pm} = k\sqrt{\epsilon_{\parallel} \epsilon_{\perp} (\epsilon_{zz} - \sin^2 \theta) / \epsilon_{zz}^2}$ را تشکیل می‌دهند. برای این که این روابط میدان نشانگر پلاریتون‌های سطحی باشند باید در هر دو طرف مرز $z = 0$ میرا باشند. در طرف چپ مرز و در محیط دی‌الکتریک یکنواخت امواج به شرط $\beta^2 > 1$ میرا می‌شوند در حالی که در طرف راست و در داخل بلور فوتونی امواج به شکل مدهای بلوخ هستند، $H_y(z) = \psi(z) e^{iK_B z}$ ، که در آن K_B عدد موج بلوخ و $\psi(z)$ تابع بلوخ است. لذا در داخل بلور فوتونی امواج به شرط K_B موهومی میرا هستند و این فقط در داخل باندهای ممنوعه ساختار رخ می‌دهد. برای به دست آوردن رابطه پاشندگی پلاریتون‌های سطحی از روابط (۵ تا ۷) برای برقراری شرط پیوستگی مؤلفه‌های مماسی میدان در مرز بین محیط نیمه بی‌نهایت دی‌الکتریک و بلور فوتونی استفاده می‌کنیم. نهایتاً پس از انجام محاسبات ریاضی به رابطه پاشندگی زیر برای پلاریتون‌های سطحی با قطبش TM می‌رسیم:

$$-i \frac{\lambda - A - B e^{-ik_z d_c}}{\lambda - A + B e^{-ik_z d_c}} = \frac{q_z \epsilon_A}{k_z \epsilon_y}, \quad (8)$$

که در آن A و B المان‌های ماتریس انتقال ساختار و $\lambda = \text{Re}(A) \pm \sqrt{(\text{Re}(A))^2 - 1}$ ویژه مقدار ماتریس هستند.

$$\sigma_g(\omega) = \sigma_g^{\text{intra}}(\omega) + \sigma_g^{\text{inter}}(\omega),$$

که در آن

$$\begin{aligned} \sigma_g^{\text{intra}} &= \frac{i e^{\gamma} k_B T}{\hbar \pi (\hbar \omega + i \gamma \Gamma)} \left[\frac{\mu_c}{k_B T} + \gamma \ln \left(e^{-\frac{\mu_c}{k_B T}} + 1 \right) \right], \\ \sigma_g^{\text{inter}} &= \frac{i e^{\gamma}}{\gamma \hbar \pi} \ln \left[\frac{\gamma |\mu_c| - (\hbar \omega + i \gamma \Gamma)}{\gamma |\mu_c| + (\hbar \omega + i \gamma \Gamma)} \right]. \end{aligned} \quad (1)$$

در این روابط e بار الکترون، k_B ثابت بولتزمن، T دمای کلونین، Γ نرخ پراکندگی الکترونی و μ_c پتانسیل شیمیایی گرافن است که قابلیت کنترل با استفاده از ولتاژ گیت را دارد [۳۵].

با توجه به این که در ناحیه بسامدی THz طول موج در مقایسه با ابعاد ساختار گرافن- پایه بسیار بزرگ است می‌توان از تقریب محیط مؤثر برای بررسی خواص اپتیکی لایه‌های B استفاده کرد [۲۶-۲۵]. در این تقریب لایه‌های B به صورت محیط‌های مؤثر همگن و ناهمسانگرد تک محوری در نظر گرفته می‌شوند که محور نوری لایه‌ها عمود بر صفحات گرافن بوده و گذردهی الکتریکی آن با تانسور $\bar{\epsilon}_B = [\epsilon_x, \epsilon_y, \epsilon_z]$ نشان داده می‌شود که در آن

$$\epsilon_{x,y} \equiv \epsilon_{\perp} = \frac{\epsilon_g t_g + \epsilon_d t_d}{(t_g + t_d)}, \quad \epsilon_z \equiv \epsilon_{\parallel} = \frac{\epsilon_{Gz} \epsilon_d (t_g + t_d)}{\epsilon_g t_d + \epsilon_d t_g}, \quad (2)$$

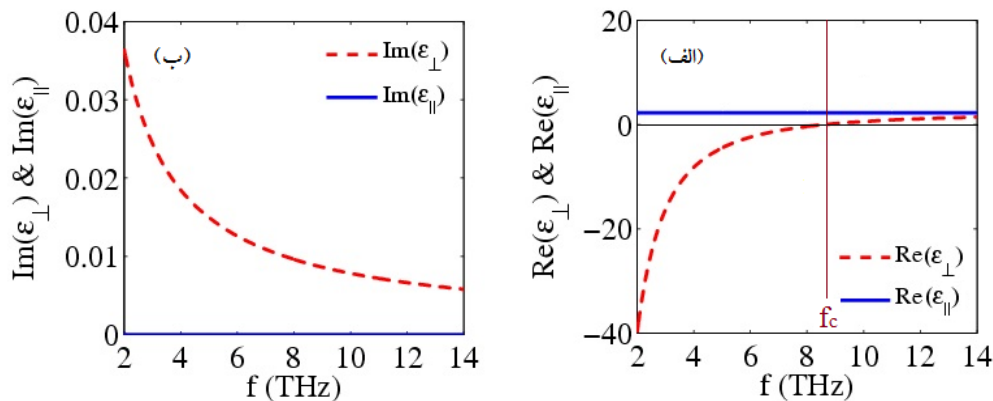
در اینجا علامت‌های \perp و \parallel به جهت‌های عمود و موازی با محور نوری لایه‌ها اشاره دارند. اگر زاویه قرار گیری صفحات گرافن نسبت به محور z تغییر کند محور نوری لایه‌ها بر روی صفحه $(x-z)$ قرار گرفته و با محور z زاویه φ را خواهد داشت لذا تانسور گذردهی الکتریکی لایه‌های B برابر خواهد بود با:

$$\bar{\epsilon}_B = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & 0 & \epsilon_{xz} \\ \epsilon_{yx} & \epsilon_{yy} & 0 \\ \epsilon_{zx} & 0 & \epsilon_{zz} \end{pmatrix}, \quad (3)$$

که در آن

$$\begin{aligned} \epsilon_{xx} &= \epsilon_{\perp} \cos^2 \varphi + \epsilon_{\parallel} \sin^2 \varphi, \\ \epsilon_{zz} &= \epsilon_{\perp} \sin^2 \varphi + \epsilon_{\parallel} \cos^2 \varphi, \\ \epsilon_{xz} &= \epsilon_{zx} = (\epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp}) \sin \varphi \cos \varphi. \end{aligned} \quad (4)$$

با حل معادلات ماکسول برای امواج با قطبش TM مؤلفه‌های مماسی میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی پلاریتون‌های سطحی در نواحی مختلف ساختار تحت مطالعه به شکل زیر محاسبه می‌شوند:



شکل ۲. (رنگی در نسخه الکترونیکی) (الف) قسمت حقیقی و (ب) قسمت موهومی ϵ_{\perp} و ϵ_{\parallel} بر حسب بسامد. در این نمودار $T=300$ K و $\mu_c = 0.25$ eV در نظر گرفته شده است [۳۴].

گفت که در این ناحیه بسامدی با توجه به مختلف‌العلامت بودن مقادیر حقیقی ϵ_{\parallel} و ϵ_{\perp} لایه‌های B خاصیت فراماده هذلولی وار دارند در حالی که در بسامدهای بالاتر پاشندگی بیضوی خواهند داشت. از بخش (ب) شکل ۲ نیز مشخص است که قسمت موهومی ϵ_{\perp} وابسته به بسامد است و با افزایش بسامد نهایتاً به سمت صفر میل می‌کند.

با توجه به اتلاف پایین گرافن در ناحیه بسامدی THz و فرورمز دور محاسبات ما مربوط به ناحیه بسامدی زیر THz $f=10$ خواهد بود. در شکل ۳ باندهای عبور و ممنوعه بلور فوتونی مورد بررسی در صفحه $(f-\beta)$ برای هر دو نوع قطبش TE و TM نشان داده شده است. در این شکل نواحی روشن نشانگر باندهای ممنوعه و نواحی تیره نشانگر باندهای عبور هستند.

بخش (الف) شکل ۳ مربوط به زاویه $\varphi=0$ است که در آن صفحات گرافن موازی با صفحه (x-y) قرار گرفته‌اند، در حالی که شکل ۳. ب مربوط به زاویه $\varphi=30$ است. پیداست که بلور فوتونی مورد بررسی در هر دو ناحیه بسامدی هذلولی وار و بیضوی باند ممنوعه دارد. برای $\varphi=0$ رفتار بلور فوتونی برای هر دو نوع قطبش در نواحی بسامدی هذلولی وار پایین‌تر از بسامد بحرانی ($f_c = 8.64$ THz) تقریباً مشابه است و می‌توان گفت یک ناحیه ممنوعه مشترک برای هر دو نوع قطبش وجود دارد. مخصوصاً در زاویه تابش عمودی، رفتار ساختار برای قطبش‌های TE و TM دقیقاً مشابه است.

با یک روش مشابه پاشندگی برای پلاریتون‌های سطحی با قطبش TE هم محاسبه می‌شوند:

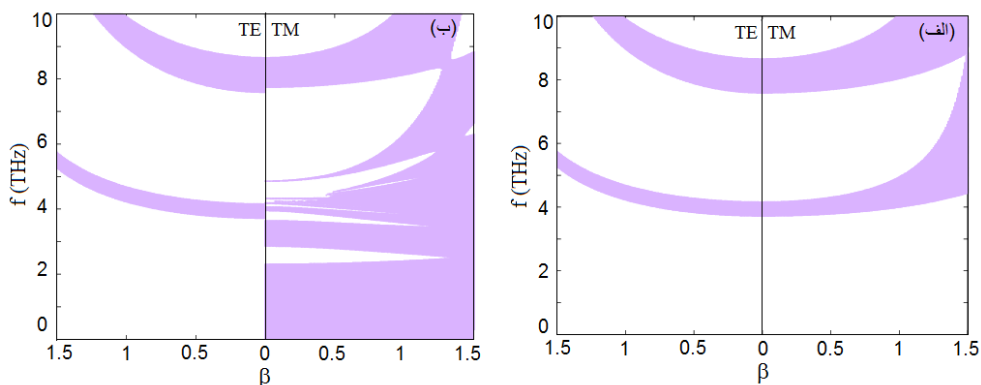
$$-i \frac{\lambda - A - B e^{-ik_z d_c}}{\lambda - A + B e^{-ik_z d_c}} = \frac{q_s}{k_z}, \quad (9)$$

و با حل عددی این معادلات خواص پلاریتون‌های سطحی ساختار بررسی می‌شوند.

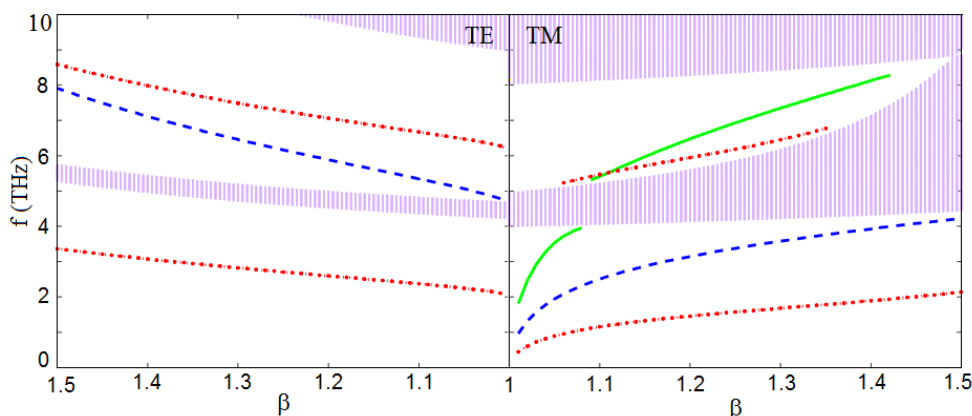
۳. نتایج و بحث

در این بخش با استفاده از نظریه محیط مؤثر به بررسی خواص پاشندگی پلاریتون‌های سطحی در ساختار مورد مطالعه می‌پردازیم. با توجه به وابستگی رسانندگی سطحی گرافن به بسامد، گذردهی الکتریکی آن نیز با بسامد تغییر خواهد کرد. لذا المان‌های تانسور گذردهی لایه‌های B، ϵ_{\parallel} و ϵ_{\perp} ، نیز وابستگی شدیدی به بسامد خواهند داشت. برای نشان دادن این موضوع ابتدا در شکل ۲ مقادیر حقیقی و موهومی ϵ_{\parallel} و ϵ_{\perp} را بر حسب بسامد و برای حالت $\mu_c = 0.25$ eV، $\Gamma = 0$ و $T = 300$ K رسم کرده‌ایم.

همان‌گونه که از شکل ۲ پیداست ϵ_{\parallel} مستقل از بسامد است و قسمت حقیقی آن تقریباً برابر با $\epsilon_d = 2.25$ و قسمت موهومی آن برابر با صفر می‌باشد. در حالی که ϵ_{\perp} شدیداً وابسته به بسامد می‌باشد. برای مقادیر استفاده شده پارامترها در شکل ۲. الف، قسمت حقیقی ϵ_{\perp} در بسامدهای پایین‌تر از بسامد بحرانی $f_c = 8.64$ THz مقدار منفی دارد لذا می‌توان



شکل ۳. (رنگی در نسخه الکترونیکی) باندهای عبور و ممنوعه بلور فوتونی برای قطبش های TE و TM برای حالت های (الف) $\varphi = 0^\circ$ و (ب) $\varphi = 30^\circ$. نواحی روشن نشانگر باندهای ممنوعه و نواحی تیره نشانگر باندهای عبور هستند. در این نمودار $T = 300\text{ K}$ و $\mu_c = 0.25\text{ eV}$ در نظر گرفته شده است.



شکل ۴. (رنگی در نسخه الکترونیکی) منحنی پاشندگی پلاریتون های سطحی با قطبش TE و TM در باندهای ممنوعه اول و دوم بلور فوتونی برای حالت های $d_c = 0.1 d_1$ (منحنی پر سبز)، $d_c = 0.5 d_1$ (منحنی خط چین آبی) و $d_c = 1.5 d_1$ (منحنی نقطه چین قرمز). در این نمودار $\mu_c = 0.25\text{ eV}$ و $T = 300\text{ K}$ ، $\varphi = 0^\circ$ در نظر گرفته شده است.

بلور فوتونی مورد بررسی، امکان وجود پلاریتون های سطحی با هر دو قطبش TE و TM در هر دو باند ممنوعه ناحیه بسامدی هذلولی وار وجود دارد. پاشندگی این مدها کاملاً به اندازه d_c وابسته است به طوری که با ثابت نگه داشتن β و تغییر d_c بسامد مدهای سطحی نیز تغییر می کند. در اولین باند ممنوعه و برای d_c های کوچک فقط مدهای TM وجود دارند و آنها نیز به ناحیه کوچکی از β محدود هستند در صورتی که با افزایش d_c امکان وجود پلاریتون های سطحی برای هر دو نوع قطبش TE و TM وجود خواهد داشت و این مدها در محدوده بزرگی از β وجود دارند.

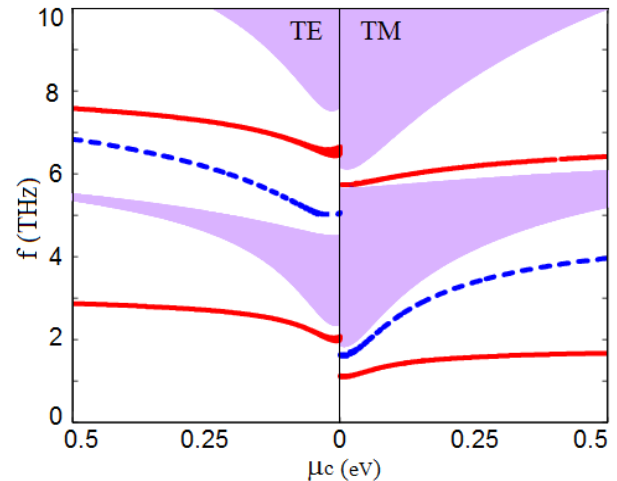
ولی برای زوایای φ غیر صفر مثل $\varphi = 30^\circ$ عبوردهی ساختار برای قطبش های TE و TM کاملاً متفاوت است. از طرفی مشاهده می شود که ساختار باند فوتونی برای قطبش TE وابستگی به زاویه φ ندارد ولی برای امواج قطبیده TM شدیداً وابسته به φ است.

برای بررسی خواص پاشندگی پلاریتون های سطحی با قطبش های TE و TM معادلات پاشندگی (۸) و (۹) را حل کرده و منحنی پاشندگی مدهای پلاریتون سطحی را رسم کرده ایم. این منحنی ها در شکل ۴ در صفحه $(f-\beta)$ و برای d_c های مختلف و $\varphi = 0^\circ$ رسم شده اند. مشاهده می شود که در

گرافن هستند. علاوه بر این بسامد پلاریتون‌های سطحی نیز با افزایش μ_c تغییر می‌یابد. در این شکل منحنی پاشندگی مدهای سطحی در باند ممنوعه اول و دوم بر حسب μ_c برای هر دو نوع قطبش و با در نظر گرفتن $\beta = 1/25$ و d_c های مختلف رسم شده است. مشاهده می‌شود که با اعمال میدان الکتریکی مناسب به لایه‌های گرافن و افزایش μ_c بسامد مدها نیز به سمت بسامدهای بالاتر جابه‌جا می‌شود. این جابجایی برای $d_c = 0.5 d_1$ نسبتاً ناچیز است ولی برای $d_c = 1/5 d_1$ جابه‌جایی بیشتری را شاهد هستیم. در کارهای تجربی اعمال ولتاژ گیت با استفاده از الکترودهای شفاف در ناحیه THz نظیر لایه های نازک از جنس InSb انجام می‌پذیرد [۳۶].

برای مشاهده رفتار میدان‌های الکترومغناطیسی پلاریتون‌های سطحی درون و بیرون ساختار بلور فوتونی در شکل ۶ پروفایل میدان الکتریکی را برای حالت‌های مختلف مدهای سطحی با قطبش TM رسم کرده‌ایم. در همه نمودارها $\beta = 1/25$ در نظر گرفته شده است در حالی که بسامد مدهای سطحی به ترتیب برابر با (الف) $f = 1.575$ THz درون باند ممنوعه اول با $d_c = 1/5 d_1$ (ب) $f = 6.185$ THz و (ج) $f = 6.935$ THz درون باند ممنوعه دوم و به ترتیب با $d_c = 1/5 d_1$ و $d_c = 0.5 d_1$ قرار گرفته‌اند. این نمودارها میرایی پلاریتون‌های سطحی در دو طرف مرز را به خوبی نمایش می‌دهند. مشاهده می‌شود که میزان میرایی مد سطحی با بسامد 1.575 THz که درون باند ممنوعه اول قرار گرفته است نسبت به مدهای مربوط به باند ممنوعه دوم بیشتر است و از جایگزیدگی بهتری نیز برخوردار است. علاوه بر این پروفایل میدان مدهای باند ممنوعه دوم دارای نوعی رفتار نوسانی درون بلور فوتونی هستند که آنها را از مدهای مربوط به باند ممنوعه اول متمایز می‌کند.

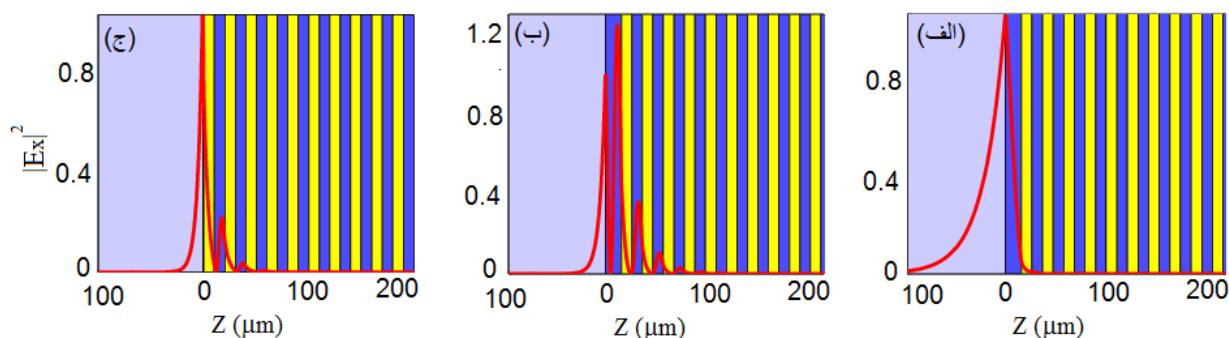
برای مشاهده بهتر رفتار مدهای سطحی و میزان جایگزیدگی آنها در شکل ۷ شبیه‌سازی عددی انجام شده است که توزیع شدت ($|E_x|^2$) یک باریکه گوسی با قطبش TM را در داخل و خارج ساختار نشان می‌دهد. پارامترهای استفاده شده در این شبیه‌سازی برابر با مقادیر استفاده شده در شکل ۶ هستند و پهنای باریکه گوسی $a = 15 \lambda$ در نظر گرفته شده



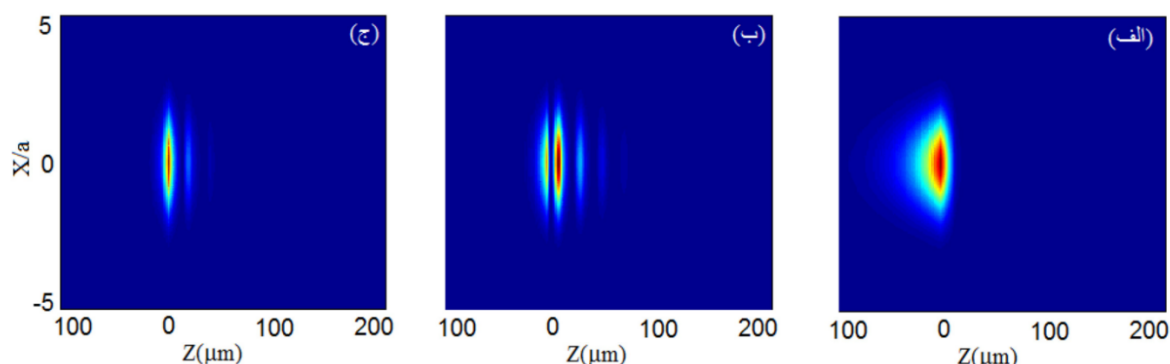
شکل ۵. (رنگی در نسخه الکترونیکی) منحنی پاشندگی پلاریتون‌های سطحی با قطبش TE و TM در باندهای ممنوعه اول و دوم بلور فوتونی بر حسب μ_c در $\beta = 1/25$ برای حالت‌های d_1 $d_c = 0.5$ (منحنی خط چین آبی) و $d_c = 1/5 d_1$ (منحنی پر قرمز). در این نمودار $T = 300 K$ و $\varphi = 0$ در نظر گرفته شده است.

علاوه بر این مشاهده می‌شود که مدهای مربوط به d_c های بزرگ در نواحی مرکزی باند ممنوعه قرار دارند و وابستگی اندکی را به β نشان می‌دهند در حالی که با کاهش d_c در قطبش TM مدها به لبه بالایی باند ممنوعه نزدیک می‌شوند و وابستگی شدیدتری به β پیدا می‌کنند. در دومین باند ممنوعه، رفتار مدها نسبت به باند اول تا حدودی متفاوت است. برای قطبش TM و $d_c = 0.1 d_1$ پلاریتون‌های سطحی در ناحیه مرکزی باند ممنوعه ظاهر می‌شوند ولی با افزایش d_c مدها به لبه پایینی باند نزدیک شده و جایگزیدگی آنها کمتر می‌شود. برای قطبش TE پلاریتون‌های سطحی در ناحیه وسیع‌تری از β ظاهر می‌شوند و با افزایش d_c به سمت لبه پایینی باند جابه‌جا می‌شوند.

با توجه به وابستگی خواص اپتیکی لایه‌های فراماده هذلولی‌وار به پتانسیل شیمیایی گرافن پاشندگی مدهای سطحی ساختار هم قابل کنترل است، به طوری که با ثابت نگه داشتن زاویه تابش و با اعمال ولتاژ گیت و تغییر تراز فرمی لایه‌های گرافن می‌توان بسامد مدهای سطحی را تغییر داد. این موضوع در شکل ۵ نشان داده شده است. مشاهده می‌شود که پهنای محدوده بسامدی باندهای ممنوعه ساختار کاملاً وابسته به پتانسیل شیمیایی



شکل ۶. (رنگی در نسخه الکترونیکی) پروفایل میدان الکتریکی مدهای سطحی با قطبش TM و بسامد (الف) $f = 1.575$ THz، (ب) $f = 6.935$ THz و (ج) $f = 1.25$ در $\beta = 1.25$.



شکل ۷. (رنگی در نسخه الکترونیکی) توزیع شدت میدان الکتریکی باریکه گوسی با قطبش TM متناظر با مدهای سطحی شکل ۶. پهنای باریکه در این شبیه‌سازی‌ها برابر با $a = 15 \lambda$ در نظر گرفته شده است و بسامد باریکه‌ها (الف) $f = 1.575$ THz، (ب) $f = 6.935$ THz و (ج) $f = 6.935$ THz هستند.

لایه‌هایی از فراماده هذلولی وار گرافن- پایه مورد مطالعه قرار گرفت. در این بررسی نشان داده شد که فراماده گرافن- پایه در بخشی از ناحیه بسامدی THz پاشندگی هذلولی وار دارد و ساختار بلورفوتونی در این ناحیه بسامدی همانند ناحیه بسامدی پاشندگی بیضوی دارای باند ممنوعه است. از نتایج به دست آمده مشاهده شد که امکان ایجاد پلاریتون‌های سطحی با قطبش‌های TE و TM در باندهای ممنوعه ناحیه بسامدی هذلولی وار وجود دارد و پاشندگی مدهای سطحی به پارامترهای هندسی بلورفوتونی و پتانسیل شیمیایی تک‌لایه‌های گرافن درون ساختار وابسته است به طوری که می‌توان با تغییر ضخامت لایه کلاهدک بلور، d_c و یا اعمال ولتاژ گیت به صفحات گرافن بسامد مدهای سطحی ایجاد شده در یک زاویه تابش معین را کنترل کرد. در نهایت، پروفایل میدان

است که در آن $\lambda = c/f$ طول موج باریکه است. این شبیه‌سازی‌ها نتایج مربوط به شکل (۶) را کاملاً تأیید می‌کنند به طوری که سریع‌ترین میرایی و بیشترین جایگزیدگی در بسامد ۱.۵۷۵ THz مربوط به باند ممنوعه اول مشاهده می‌شود. این در حالی است که مدهای سطحی با بسامدهای ۶.۱۸۵ THz و ۶.۹۳۵ THz میرایی کندتری دارند و پس از نفوذ به درون بلورفوتونی به تدریج از شدت آنها کاسته می‌شود تا پس از چند دوره تناوب کاملاً محو شوند.

۴. نتیجه‌گیری

در این مقاله، امکان وجود و خواص پاشندگی پلاریتون‌های سطحی در مرز بین یک محیط دی‌الکتریک یکنواخت نیمه بی‌نهایت و یک بلور فوتونی یک‌بعدی نیمه بی‌نهایت حاوی

باند ممنوعه اول از جایگزیدگی بیشتری برخوردار هستند. شبیه‌سازی‌های انجام شده برای باریکه گوسی تأیید کننده این موضوع بودند.

الکترومغناطیسی پلاریتون‌های سطحی مربوط به باندهای ممنوعه اول و دوم رسم شدند و مشاهده شد که رفتار مدهای دو باند ممنوعه تا حدودی متفاوت هستند و مدهای سطحی

مراجع

1. J Nkoma, R Loudon, and D R Tilley, *J. Phys. C: Solid State Phys.* **7** (1977) 3547.
2. S A Maier, "Plasmonics: "Fundamentals" and Applications", Springer, Germany (2007) .
3. V M Agranovich and D L Mills, "Surface Polaritons-Electromagnetic Waves at Surfaces and Interfaces", Elsevier Science Ltd., Netherlands (1982) .
4. P Yeh, A Yariv, and C Hong, *J. Opt. Soc. Am.* **67** (1977) 423.
5. P Yeh, P Chen, and A Yariv, *Appl. Phys. Lett.* **32** (1978) 370.
6. G Margheri, T Del Rosso, S Sottini, S Trigari, and E Giorgetti, *Opt. Express* **16** (2008) 9869.
7. S Dhara, C Y Lu, P Magudapathy, Y F Huang, W S Tu, and K H Chen, *Appl. Phys. Lett.* **106** (2015) 023101.
8. J Martínez, A Ródenas, M Aguiló, T Fernandez, J Solis, and F Díaz, *Opt. Lett.* **41** (2016) 2493.
9. Y Zong, P Lang, L Yu, G Duan, and Z Pan, *IEEE Photonic Tech L.* **29** (2017) 466.
10. J Gaspar-Armenta and F Villa, *J. Opt. Soc. Am. B*, **20** (2003) 2349.
11. J Martorell, D Sprung, and G Morozov, *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **8** (2006) 630.
12. [12] J. Gaspar-Armenta, F. Villa, T. López-Rios, *Opt. Commun.* 216 (2003) 379.
13. I V Soboleva, E Descrovi, C Summonte, A A Fedyanin, and F Giorgis, *Appl. Phys. Lett.* **94** (2009) 231122.
14. M Shinn and W Robertson, *Sensors and Actuators B*, **105** (2005) 360.
15. Y Wan, Z Zheng, W Kong, X Zhao, Y Liu, Y Bian, and J. Liu, *Opt. Express*, **20** (2012) 8998.
16. D Soto-Puebla, M Xiao, and F Ramos-Mendieta, *Phys. Lett. A* **326** (2004) 273.
17. D Bria, B Djafari-Rouhani, A Akjouj, L Dobrzynski, J P Vigneron, E H El Boudouti, and A Nougaoui, *Phys. Rev. E* **69** (2004) 066613.
18. S Feng, J Merle Elson, and P L Overfelt, *Opt. Express* **13** (2005) 4113.
19. A Madani and S Roshan Entezar, *Physica B* **431** (2013) 1.
20. S Roshan Entezar, Z Saleki, A Madani, *Physica B* **478** (2015) 122.
21. Z Saleki, S Roshan Entezar, and A Madani, *Appl. Opt.* **56** (2017) 317.
22. A Namdar, *Opt. Commun.* **278** (2007) 194.
23. S Roshan Entezar, A Madani, A Namdar, and H Tajalli, *J. Magn. Magn. Mater.* **324** (2012) 1739.
24. A Madani and S Roshan Entezar, *Superlattices and Microstructures* **75** (2014) 692.
25. A Poddubny, I Iorsh, P Belov, and Y Kivshar, *Nat. Photonics* **7** (2013) 948.
26. V Drachev, V A Podolskiy, and A V Kildishev, *Opt. Express* **21** (2013) 15048.
27. Y Li, J Zhang, S Qu, J Wang, Y Pang, Z Xu and A Zhang, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **48** (2015) 335101.
28. C Lv, W Li, X Jiang, and J Cao, *EPL* **105** (2014) 28003.
29. X Li, Z Liang, X Liu, X Jiang, and J Zi, *Appl. Phys. Lett.* **93** (2008) 171111.
30. J Yang, X Hu, X Li, Z Liu, X Jiang, and J Zi, *Opt. Lett.* **35** (2010) 16.
31. Y Chang, C Liu, C Liu, S Zhang, S R Marder, E E Narimanov, Z Zhong, and T B Norris, *Nat. Commun.* **7** (2016) 10568.
32. K S Novoselov, A K Geim, S V Morozov, D Jiang, Y Zhang, S V Dubonos, I V Grigorieva, and A A Firsov, *Science* **306** (2004) 666.
33. A K Geim, *Science*, **324** (2009) 1530.
34. A Madani and S Roshan Entezar, *Photonics and Nanostructures-Fundamentals and Applications* **25** (2017) 58.
35. G W Hanson, *J. Appl. Phys.* **104** (2008) 084314.
36. I Iorsh, I Mukhin, I Shadrivov, P Belov, and Y Kivshar, *Phys. Rev. B* **87** (2013) 075416.