

Reconfigurable Microwave Polarizer and Ultra-Broadband THz Absorber Using Graphene-Quartz-Graphene Structure: Analysis and Design

Mahmood Rafaei-Booket, Mahdieh Bozorgi*

Faculty of Electrical and Computer Engineering, University of Zanjan, Zanjan, Iran.

E-mails: Booket@znu.ac.ir; Bozorgi@znu.ac.ir;

* Corresponding Author

Abstract

An analytical approach is presented to solve the problem of an obliquely plane-wave impinging on two sheets of biased-graphene with a static electromagnetic fields for providing physical insight into the graphene anisotropy. It is firstly shown that anisotropic behavior of surface conductivity of a biased-graphene sheet can be modeled by Drude model form. Using such a model, an analysis of the plane-wave diffraction by a graphene-quartz-graphene structure is developed for various incident angles of TE and TM polarizations. The reflection and transmission coefficients of such a structure are calculated for different values of graphene's chemical potential and thickness of substrate. By studying the calculated results, it is found that using such a structure leads to polarization rotation of the incident plane-wave. This rotation angle for TM-polarized plane-waves is larger than TE-polarized ones once the incident wave is obliquely impinging on such a structure. Finally, by proposing a new unit cell and changing the chemical potential of graphene sheets, an ultra-broadband (>190%) and tunable absorber is designed and numerically simulated within 0.1~7THz. It is shown that the proposed absorber has an excellent performance (absorptivity > 80%) for both TE- and TM-polarized obliquely incident plane-waves once the incidence angle < 80°.

Keywords

Graphene sheet, polarizer, periodic structure, THz absorber, ultra-broadband, tunable.

1- Short Paper

Graphene properties were introduced in the late of 1940s and the first few graphene-based flakes were produced in 2004. Since this achievement, there has been a considerable studies of graphene-based structures in electromagnetic systems for microwave, millimeter-wave, and terahertz applications [1-3]. In this work, we firstly analyze a graphene-quartz-graphene structure under plane-wave incidence and then study a tunable polarizer for TE-and TM-polarized incident plane waves in microwave frequencies. Finally, by optimizing a slot pattern on top graphene sheet and tuning the chemical potentials of graphene sheets, an ultra-broadband, tunable, and thin absorber is proposed for THz applications.

2- Proposed Work and Methodology

An analytical method is presented for solving the problem of an obliquely plane-wave impinging on graphene sheets biased with the static electromagnetic fields. Such an analysis leads to providing physical insight into the graphene anisotropy and its flexibility. It is shown that a tunable polarizer can be obtained using graphene-quartz-graphene structure. In addition to, by proposing a new graphene-based grating on a quartz dielectric backed by another graphene sheet, an ultra-broadband absorber with high absorption is designed. Unlike reported complex graphene-based absorbers with metallic layers [3], in the design of the proposed absorber, metal plane is replaced by another biased graphene sheet. Design of such a simple, reconfigurable, ultra-broadband graphene-based absorber as well as presenting plane-wave diffraction analysis of graphene-dielectric-graphene are the main novelties of our work.

3- Conclusion

The potential of a quartz thin film sandwiched between two graphene sheets is studied for indicating its nonreciprocity and tunability. It is analytically shown that such a structure rotates the polarization of any obliquely incident plane-wave. By applying a new periodic structure and optimizing its unit cell's dimensions as well as changing chemical potentials of graphene sheets, a controllable and ultra-broadband absorber is designed. Using numerically simulations, it is found such a thin structure provides a absorptivity more than 80% from 0.1 to 7THz. In this range of EM spectrum, the proposed absorber performs efficiently for a wide angle of TE- and TM-polarized plane-waves (θ_{inc} up to 80°).

تغییردهنده قطبش آرایش‌پذیر میکرویوی و جاذب فرایه‌ن‌باند تراهرتز تنظیم‌پذیر با ساختار گرافین-کوارتز-گرافین: تحلیل و طراحی

محمود رفائی بوکت

دانشیار، گروه مهندسی برق (دانشکده مهندسی)، دانشگاه زنجان، زنجان، ایران

مهدیه بزرگی

استادیار، گروه مهندسی برق (دانشکده مهندسی)، دانشگاه زنجان، زنجان، ایران

چکیده

در این مقاله، روشی برای تحلیل برخورد موج صفحه‌ای مایل به ساختار متشکل از گرافین-کوارتز-گرافین با میدان‌های ساکن الکتریکی و مغناطیسی ارائه شده است تا ببینشی فیزیکی از رفتار ناهمسانگردی چنین ساختاری بدست آید. ابتدا، نشان داده می‌شود که مدل درود می‌تواند برای مدل‌سازی رسانایی سطحی گرافین بایاس شده استفاده شود تا به کمک چنین مدلی، ساختار مذکور تحت تابش مایل امواج صفحه‌ای با قطبش‌های TE و TM و زوایای تابش مختلف تحلیل شود. سپس، ضرایب بازتاب و انتقال چنین ساختاری برای مقادیر مختلف پتانسیل شیمیایی گرافین و ضخامت‌های مختلف زیرلایه محاسبه می‌شود. با بررسی نتایج، مشخص می‌شود که چنین ساختاری منجر به چرخش و تغییر قطبش امواج صفحه‌ای تابشی می‌شود. این زاویه چرخش برای امواج صفحه‌ای با قطبش TM بزرگتر از امواج با قطبش TE است، زمانی که تابش مایل اتفاق می‌افتد. نهایتاً، با ایجاد الگوی متناوبی از شکاف‌ها بر روی صفحه گرافین بالایی و تغییر پتانسیل شیمیایی صفحات گرافین، جاذبی فرایه‌ن‌باند و تنظیم‌پذیر با میزان جذب بیش از ۸۰ درصد در بازه ۰.۱~۷THz طراحی می‌شود. شبیه‌سازی‌های انجام شده، نشان می‌دهد که ساختار پیشنهادی به ازای زاویه تابش کمتر از ۸۰ درجه برای امواج صفحه‌ای با قطبش‌های TE و TM عملکرد جاذبی بسیار خوبی دارد.

کلمات کلیدی

صفحه گرافین، تغییردهنده قطبش، ساختار متناوب، جاذب تراهرتز، فرایه‌ن‌باند، تنظیم‌پذیر.

نام نویسنده مسئول: مهدیه بزرگی

ایمیل نویسنده مسئول: Bozorgi@znu.ac.ir

تاریخ ارسال مقاله: ۱۴۰۳/۰۵/۲۱

تاریخ(های) اصلاح مقاله: ۱۴۰۳/۰۸/۲۰

تاریخ پذیرش مقاله: ۱۴۰۳/۱۰/۲۶

۴- مقدمه

بدست دهد. با مهندسی صفحات گرافینی نشانده شده روی زیرلایه‌های خاص، می‌توان به ساختارهایی مصنوعی با ویژگی‌های جالب رسید. یکی از این ساختارها، توری‌های گرافینی هستند که از تناوب پچ گرافینی حاصل می‌شود. این ساختارهای گرافینی متناوب می‌توانند پاسخ فرکانسی مشابه با سطوح انتخابگر فرکانس [۱۵-۲۰] داشته باشند وقتی که تحت تابش امواج صفحه‌ای قرار می‌گیرند و به دلیل تنظیم‌پذیری رسانندگی گرافین، پاسخ فرکانسی آن‌ها قابلیت آرایش‌پذیری دارد بدون آنکه ابعاد سلول واحد یا شکل پچ گرافینی تغییر کند. با قرار دادن صفحه رسانای خیلی خوبی در زیر توری‌های گرافینی و حذف توان انتقالی می‌توان در بازه‌های فرکانسی که توان بازتابی هم نزدیک به صفر می‌شود به جاذب گرافینی تنظیم‌پذیر دست یافت [۲۱-۲۶]. تلاش برای افزایش پهنای باند چنین جاذب‌هایی در مقالات گزارش شده، طرح‌هایی داده شده است که در آن‌ها از پچ‌های گرافینی چندصفحه‌ای و پیچیده [۲۸-۲۳] استفاده شده است. برای حذف موج انتقالی، صفحه‌ای از جنس رسانای خوب (مثل طلا) در زیر ساختار متناوب همواره وجود دارد [۲۵ و ۲۷]. آنچه که می‌تواند در این میان مطلوب باشد، طراحی ساختاری ساده، کم‌هزینه و بدون استفاده از صفحه رسانا برای پیاده‌سازی جاذبی آرایش‌پذیر با میزان جذب و پهنای باند زیاد است. در این مقاله، در گام نخست به تحلیل دقیق برخورد موج صفحه‌ای مایل

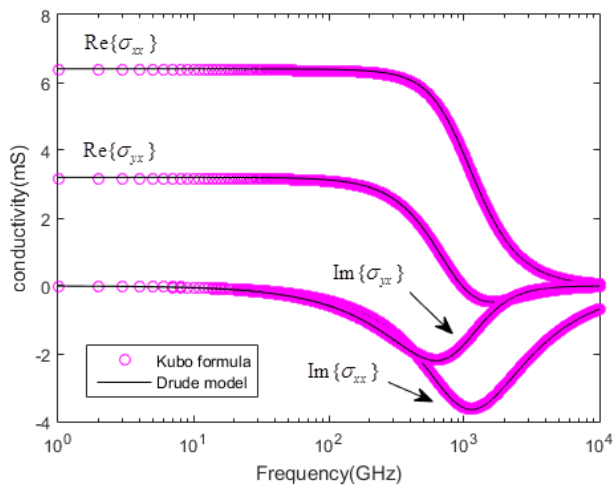
گرافین که از طریق لایه‌برداری گرافیت حاصل می‌شود، لایه‌ای با ضخامت تک‌اتمی از اتم‌های کربن پیچیده شده در شبکه لانه زنبوری است. گرافین، نیمه-رسانایی با شکاف باند صفر است و الکترون‌ها در آن مانند ذراتی با جرم ناچیز هستند، بنابراین تحرک‌پذیری الکترونی در گرافین می‌تواند بسیار زیاد بوده و خاصیت رسانندگی خوبی داشته باشد [۱]. رفتار الکترومغناطیسی گرافین نشان می‌دهد وقتی که در تحت بایاس قرار می‌گیرد، خواص منحصر به فردی در فرکانس‌های موج میلیمتری و تراهرتز دارد [۲-۶]. خواص منحصر به فرد گرافین، آن را به ماده‌ای جذاب برای توسعه ادوات نوری پهن‌باند با سرعت زیاد تبدیل کرده است [۷]. یکی از جذابیت‌های گرافین، رسانندگی تنظیم‌پذیر آن است که می‌تواند با تغییر میزان بایاس الکترومغناطیسی (و یا تغییر خواص نوری آن مثل تنظیم پتانسیل شیمیایی گرافین در شرایط محیطی پایدار) اتفاق بیفتد. این ویژگی گرافین سبب شده است که تا به امروز ساختارهای الکترومغناطیسی تنظیم‌پذیر برپایه گرافین گزارش شود که کاربردهای آنتنی [۸-۱۰]، فیلتری [۱۱ و ۱۲] و پنهان‌سازی یا کاهش سطح مقطع راداری [۱۳ و ۱۴] دارند. با وجود این، نیاز به تحلیل دقیق الکترومغناطیسی ساختارهای چندصفحه‌ای از گرافین بایاس شده وجود دارد که دید خوبی را از کاربردهای جدید گرافین

فرکانس سیکلوترون است و بصورت روابط زیر قابل بیان هستند:

$$\tau = \frac{1}{2\Gamma} \quad (6)$$

$$\omega_c \approx \frac{eB_0 v_F^2}{\mu_c} \quad (7)$$

رسانندگی متوسط گرافین نیز بصورت $\sigma_0 = n_s e \mu$ است، که در آن $n_s = \mu_c^2 / \pi \hbar^2 v_F^2$ چگالی حامل، e بار الکترون و $\mu_c = e \tau v_F^2$ تحرک پذیری است. در روابط فوق، $\hbar$ ثابت کاهیده پلانک است. لازم است ذکر شود که روابط (۴) و (۵)، فقط زمانی معتبر هستند که جریان برحسب میدان الکتریکی، خطی باشد. مقادیر درایه‌های تانسور رسانندگی گرافین بایاس شده به کمک مدل درود (روابط (۴) و (۵)) محاسبه شده و در شکل ۱ برحسب فرکانس (۱GHz~10THz) نشان داده شده است. برای صحت‌سنجی این نتایج، مقادیر بدست آمده از رابطه دقیق کوبو هم در این شکل گزارش شده است. همان‌طور که مشاهده می‌شود مقادیر رسانندگی حاصل از هر دو طریق تطابق بسیار خوبی باهمدیگر دارند. بنابراین می‌توان به راحتی از نتایج مدل درود در شبیه‌سازی‌ها با نرم‌افزارهای تجاری موجود بهره برد.



شکل ۱- رسانندگی گرافین بایاس شده حاصل از مدل درود (خطوط) در مقایسه با مقادیر دقیق حاصل از رابطه کوبو (دایره‌ها) تحت شرایط زیر: $T = 300K$ و $B_0 = 1T$ ، $n_s = 10^{13} cm^{-2}$ ، $\mu = 5000 cm^2/Vs$

۵-۲ فرمول‌بندی مساله و تحلیل ساختار تغییردهنده قطبش

مطابق شکل ۲، دوصفحه گرافینی را در فضای آزاد در نظر می‌گیریم که با میدان مغناطیسی ساکن $\vec{B}_0 = B_0 \hat{z}$ بایاس شده‌اند. یکی از صفحات گرافین در $z=0$ و دیگری در $z=d$ واقع شده است و بین این صفحات گرافینی، عایق کوارتز با $\epsilon_r = 3.82$ قرار دارد. موج صفحه‌ای مسطح در محیط ۱ تحت زاویه θ_i نسبت به محور z به صفحه گرافینی واقع در $z=0$ می‌تابد. $\vec{k}_i$ و $\vec{k}_r$ به ترتیب مولفه‌های مماسی و عمودی بردار موج هستند (یعنی $\vec{k}_r = k_x \hat{x}$ و $\vec{k}_i = k_x \hat{x} + k_z \hat{z}$ با فرض اینکه $k_0 = |\vec{k}| = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0}$). با فرض اینکه $\vec{k}_i = \vec{k}_r + k_z \hat{z}$ باشد، میدان‌های الکتریکی موج تابشی ($\vec{E}^{inc}$)، موج انتقالی ($\vec{E}^{tran}$)، موج بازتابی ($\vec{E}^{ref}$) و نیز میدان الکتریکی موج رفت ($\vec{E}_1$) و موج برگشت ($\vec{E}_2$) در محیط دوم، به ترتیب برابر با روابط (۸) تا (۱۲) است [۳۲]:

$$\vec{E}^{inc} = \vec{E}_0^{inc} e^{-j(k_x^{inc} x + k_z^{inc} z)} \quad (8)$$

$$\vec{E}^{tran} = \vec{E}_0^{tran} e^{-j(k_x^{tran} x + k_z^{tran} z)} \quad (9)$$

$$\vec{E}^{ref} = \vec{E}_0^{ref} e^{-j(k_x^{ref} x - k_z^{ref} z)} \quad (10)$$

به ساختاری متشکل از لایه‌ای عایق (کوارتز) که بین دو صفحه گرافینی قرار گرفته است، پرداخته می‌شود. برای این کار، رابطه رسانایی گرافین بایاس شده بدست می‌آید و با اعمال شرایط مرزی بین صفحات گرافین و عایق کوارتز ضرایب بازتاب و انتقال از این ساختار گرافین-کوارتز-گرافین در اثر تابش موج صفحه‌ای مسطح به آن محاسبه می‌شود. این محاسبات برای دو نوع قطبش TE و TM در زوایای مختلف تابشی انجام می‌شود. همچنین آثار ضخامت لایه کوارتز، و میدان مغناطیسی بایاس‌کننده گرافین در ضریب انتقال بررسی می‌شود. نشان داده می‌شود که در محیط انتقال این ساختار تحت شرایط خاصی، می‌توان قطبش موج تابشی را تغییر داد بطوری که ساختار انتخاب شده بصورت تغییردهنده قطبش موج برخوردی عمل کند. در گام دوم، با پیشنهاد الگویی متناوب از شکاف‌های هوایی بر روی صفحه گرافینی بالا، جاذب تنظیم‌پذیر فرابهن باند و بدون صفحه زمین رسانا طراحی می‌شود که تحلیل عددی آن، از نرم‌افزار CST استفاده می‌شود. با توجه به نتایج حاصل از شبیه‌سازی، نشان داده می‌شود که ساختار پیشنهادی قابلیت جذب بالای ۸۰ درصد در بازه فرکانسی ۰.۱~۷THz را در تابش عمودی دارد. در تابش مایل موج صفحه‌ای تا زاویه کمتر از ۸۰ درجه، عملکرد جاذبی بسیار خوبی دارد. نهایتاً برای بایاس الکتریکی هر یک از صفحات گرافین لایه‌ای از رسانای طلا در زیر ساختار به همراه عایق جداکننده SiO_2 نیز قرار گرفته است که با تحلیل عددی چنین ساختاری نشان داده می‌شود که در بازه فرکانسی کاری جاذب، میزان جذب بهبود یافته و به بیش از ۹۰ درصد هم می‌رسد.

۵-۳ تحلیل ساختار گرافین-کوارتز-گرافین

در این بخش، ابتدا تانسور رسانایی گرافین بایاس شده با مدل درود محاسبه می‌شود و نشان داده می‌شود که با مقادیر حاصل از رابطه کوبو [۲۹] همخوانی دارد، این کار برای استفاده از مدل درود گرافین در روش تحلیلی ساختار گرافین-کوارتز-گرافین و همچنین حصول اطمینان در شبیه‌سازی جاذب گرافینی پیشنهادی در نرم‌افزار CST است.

۵-۱ رابطه رسانایی گرافین

برای صفحه گرافینی مفروض در صفحه $z=0$ که با میدان مغناطیسی ساکن $\vec{B}_0 = B_0 \hat{z}$ بایاس شده است، رابطه جریان برحسب میدان الکتریکی برابر است با:

$$\vec{J} = \vec{\sigma} \cdot \vec{E} \quad (1)$$

که در آن، تانسور رسانندگی گرافین $\vec{\sigma}$ بصورت (۲) تعیین می‌شود [۳۰]:

$$\vec{\sigma} = \sigma_{xx} \vec{I}_t + \sigma_{yx} \vec{J}_t \quad (2)$$

که در رابطه (۲)، داریم:

$$\vec{I}_t = \hat{x}\hat{x} + \hat{y}\hat{y} \quad (3a)$$

$$\vec{J}_t = \hat{y}\hat{x} - \hat{x}\hat{y} \quad (3b)$$

با در نظر گرفتن وابستگی زمانی $e^{j\omega t}$ و با تعریف مولفه‌های سرعت فرمی $v_F \approx 10^6 m/s$ ، نرخ پراکندگی ذرات باردار Γ ، مقیاس انرژی لاندائو $L^2 = 2\hbar e B_0 v_F^2$ و پتانسیل شیمیایی μ_c و σ_{xx} و σ_{yx} که از رابطه کوبو پیروی می‌کنند، با فرض $\mu_c \gg L$ و تنها با در نظر گرفتن عبارت‌های درون‌بندی، بصورت روابط (۴) و (۵) ساده می‌شوند [۳۱]:

$$\sigma_{xx}(\omega, B_0) = \sigma_0 \frac{1 + j\omega\tau}{(\omega_c\tau)^2 + (1 + j\omega\tau)^2} \quad (4)$$

$$\sigma_{yx}(\omega, B_0) = \sigma_0 \frac{\omega_c\tau}{(\omega_c\tau)^2 + (1 + j\omega\tau)^2} \quad (5)$$

که در آن σ_0 رسانندگی متوسط گرافین، τ زمان پراکندگی و ω_c

از آنجا که برای مولفه‌های عرضی موج صفحه‌ای، رابطه (۲۴) برقرار است:

$$\vec{E}_t = \vec{Z} \cdot (\vec{H}_t \times \hat{z}) \quad (24)$$

که در آن، تانسور $\vec{Z}$ از رابطه (۲۵) بدست می‌آید:

$$\vec{Z} = \frac{\omega \mu_0}{k_z} \left(\vec{I}_t - \frac{1}{k_0^2} \vec{k}_t \vec{k}_t \right) \quad (25)$$

با اعمال شرط $\vec{k}_t = k_x \hat{x}$ ، اگر موج صفحه‌ای در فضای آزاد باشد رابطه (۲۶) را داریم:

$$\vec{Z} = \vec{Z}_0 = \begin{bmatrix} \frac{k_z}{\omega \epsilon_0} & 0 \\ 0 & \frac{\omega \mu_0}{k_z} \end{bmatrix} \quad (26)$$

و اگر موج صفحه‌ای در لایه‌ای از جنس عایق (مثل محیط دوم) باشد، رابطه (۲۷) را داریم:

$$\vec{Z} = \vec{Z}_p = \begin{bmatrix} \frac{k_{zp}}{\omega \epsilon_0 \epsilon_r} & 0 \\ 0 & \frac{\omega \mu_0}{k_{zp}} \end{bmatrix} \quad (27)$$

کاملاً مشخص است که از رابطه (۲۴)، می‌توان رابطه (۲۸) را نوشت:

$$\left(\vec{Z} \right)^{-1} \cdot \vec{E}_t = \vec{H}_t \times \hat{z} \quad (28)$$

که با اعمال (۲۸) در شرط مرزی (۱۴)، داریم:

$$\begin{aligned} -\vec{Z}_p^{-1} \cdot \vec{E}_{t0,1} + \vec{Z}_p^{-1} \cdot \vec{E}_{t0,2} + \vec{Z}_0^{-1} \cdot \vec{E}_{t0}^{inc} - \vec{Z}_0^{-1} \cdot \vec{E}_{t0}^{ref} \\ = \vec{\sigma} \cdot (\vec{E}_{t0,1} + \vec{E}_{t0,2}) \end{aligned} \quad (29)$$

از طرفی، با اندکی محاسبات ساده در رابطه (۱۳)، داریم:

$$\vec{E}_{t0,1} + \vec{E}_{t0,2} = \vec{E}_{t0}^{inc} + \vec{E}_{t0}^{ref} \quad (30)$$

و همچنین به کمک روابط (۲۱) و (۲۸) به رابطه (۳۱) می‌رسیم:

$$-\vec{Z}_0^{-1} \cdot \vec{E}_{td}^{tran} + \vec{Z}_p^{-1} \cdot \vec{E}_{td,1} - \vec{Z}_p^{-1} \cdot \vec{E}_{td,2} = \vec{\sigma} \cdot \vec{E}_{td}^{tran} \quad (31)$$

و پس از جاگذاری میدان‌ها در (۳۱)، رابطه (۳۲) را خواهیم داشت:

$$\begin{aligned} -\vec{Z}_0^{-1} \cdot \vec{E}_{t0}^{tran} e^{-jk_z d} + \vec{Z}_p^{-1} \cdot \vec{E}_{t0,1} e^{-jk_{zp} d} \\ - \vec{Z}_p^{-1} \cdot \vec{E}_{t0,2} e^{jk_{zp} d} = \vec{\sigma} \cdot \vec{E}_{t0}^{tran} e^{-jk_z d} \end{aligned} \quad (32)$$

و با توجه به رابطه (۲۰) داریم:

$$\vec{E}_{td}^{tran} = \vec{E}_{td,1} + \vec{E}_{td,2} \quad (33)$$

اگر مقادیر میدان‌های الکتریکی را در رابطه (۳۳) جاگذاری کنیم، به رابطه

$$\vec{E}_{t0}^{tran} e^{-jk_z d} = \vec{E}_{t0,1} e^{-jk_{zp} d} + \vec{E}_{t0,2} e^{jk_{zp} d} \quad (34)$$

اکنون از چهار معادله (۲۹)، (۳۰)، (۳۲) و (۳۴) می‌توان به معادلات (۳۵)

تا (۳۸) رسید:

$$\vec{E}_{t0,1} = T_{21} \cdot \vec{E}_{t0}^{inc} \quad (35)$$

$$\vec{E}_{t0}^{ref} = \Gamma_{21} \cdot \vec{E}_{t0}^{inc} \quad (36)$$

$$\vec{E}_{t0}^{tran} = T_{32} \cdot \vec{E}_{t0,1} \quad (37)$$

$$\vec{E}_{t0,2} = \Gamma_{32} \cdot \vec{E}_{t0,1} \quad (38)$$

که در آن T_{21} و Γ_{21} به ترتیب مربوط به عبور و بازتاب در مرز محیط ۱

به ۲ است در حالی که T_{32} و Γ_{32} مربوط به عبور و بازتاب در مرز محیط ۲ به

۳ است که مقادیر این ضرایب در روابط (۳۹) تا (۴۲) آورده شده است:

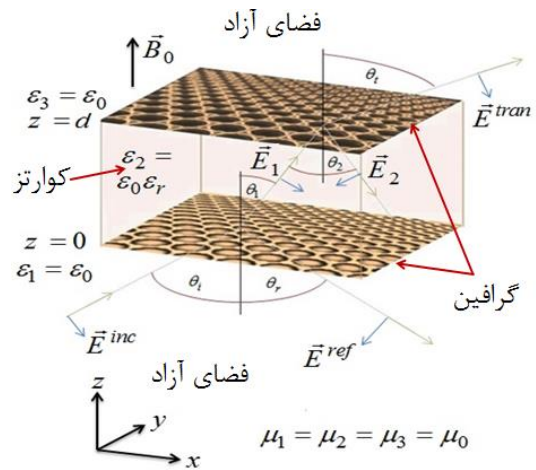
$$\vec{E}_1 = \vec{E}_{0,1} e^{-j(k_{x,1} x + k_{z,1} z)} \quad (11)$$

$$\vec{E}_2 = \vec{E}_{0,2} e^{-j(k_{x,2} x - k_{z,2} z)} \quad (12)$$

با اعمال شرایط مرزی در مرز $z=0$ ، روابط (۱۳) و (۱۴) را داریم:

$$\hat{z} \times (\vec{E}_{t,1} + \vec{E}_{t,2} - \vec{E}_t^{inc} - \vec{E}_t^{ref})|_{z=0} = 0 \quad (13)$$

$$\hat{z} \times (\vec{H}_{t,1} + \vec{H}_{t,2} - \vec{H}_t^{inc} - \vec{H}_t^{ref})|_{z=0} = \vec{\sigma} \cdot (\vec{E}_{t,1} + \vec{E}_{t,2})|_{z=0} \quad (14)$$



شکل ۲- نمایی از مساله: تابش مایل موج صفحه‌ای به ساختار تک لایه

گرافین-کوارتز-گرافین

زیروند t نشان‌دهنده مولفه عرضی میدان الکتریکی (مماس بر گرافین)

است. همچنین در ادامه از بالانویس‌های inc و ref در روابط استفاده می-

شود که به ترتیب بیانگر تابش، بازتاب و انتقال هستند. با اعمال روابط (۸)،

(۱۰)، (۱۱) و (۱۲) در شرط مرزی (۱۳)، طبق شرط تطبیق فاز، قوانین اسنل

بصورت (۱۵) و (۱۶) حاصل می‌شود:

$$\theta_i = \theta_r = \alpha \quad (15 \text{ الف})$$

$$\theta_i = \theta_2 = \beta \quad (15 \text{ ب})$$

$$\frac{k_p}{k_0} = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} \quad (16)$$

که $k_p = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0 \epsilon_r} = k_0 \sqrt{\epsilon_r}$ بردار موج محیط دوم است. در این-

صورت مولفه‌های بردار موج در محیط ۱ و ۲ بصورت روابط (۱۷)، (۱۸) و (۱۹)

حاصل می‌شوند:

$$k_{x,1} = k_{x,2} = k_x^{inc} = k_x^{ref} = k_0 \sin \alpha = k_x \quad (17)$$

$$k_z^{inc} = k_z^{ref} = k_0 \cos \alpha = k_z \quad (18)$$

$$k_{z,1} = k_{z,2} = k_0 \sqrt{\epsilon_r} \cos \beta = k_{zp} \quad (19)$$

سیس با اعمال شرایط مرزی در $z=d$ ، داریم:

$$\hat{z} \times (\vec{E}_t^{tran} - \vec{E}_{t,1} - \vec{E}_{t,2})|_{z=d} = 0 \quad (20)$$

$$\hat{z} \times (\vec{H}_t^{tran} - \vec{H}_{t,1} - \vec{H}_{t,2})|_{z=d} = \vec{\sigma} \cdot (\vec{E}_t^{tran})|_{z=d} \quad (21)$$

طبق شرط تطبیق فاز، با اعمال روابط (۹) و (۱۱) و (۱۲) در شرط مرزی

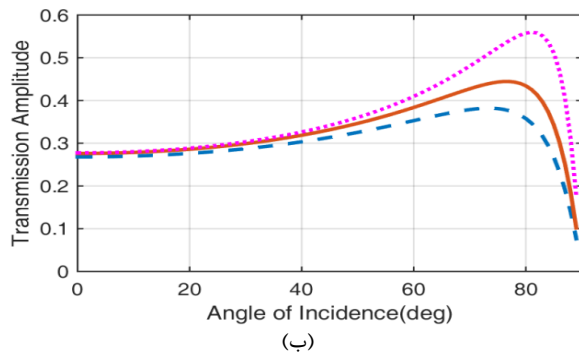
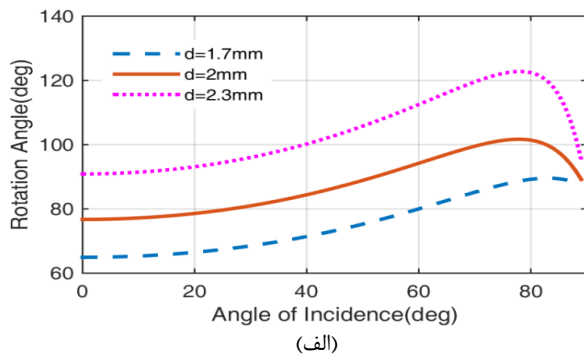
(۲۰)، زاویه موج عبوری نیز با زاویه موج برخورد برابر می‌شود ($\theta_i = \alpha$) و

مولفه‌های بردار موج انتقالی بصورت روابط (۲۲) و (۲۳) در زیر بدست می‌آیند:

$$k_x^{tran} = k_0 \sin \alpha = k_x \quad (22)$$

$$k_z^{tran} = k_0 \cos \alpha = k_z \quad (23)$$

که نتایج حاصل بر حسب زاویه تابش موج صفحه‌ای در شکل ۳ مشاهده می‌شود. با توجه به نمودارهای حاصل در شکل ۳، می‌توان گفت که با افزایش زاویه تابش در قطبش TM، مولفه عرضی میدان الکتریکی تابشی به تدریج کاهش می‌یابد و تا جایی پیش می‌رود که میدان الکتریکی به حالت عمود بر گرافین نزدیک می‌شود، در این حالت میزان انتقال به بیشترین مقدار و اندازه بازتاب به کمترین مقدار خود می‌رسد (زاویه حدود ۷۵ درجه با توجه به شکل ۲)، زاویه‌ای که در آن این اتفاق رخ می‌دهد، مشابه زاویه بروسر است. از این زاویه به بعد روند تغییرات ضرایب انتقال و بازتاب معکوس می‌شود، زیرا برادر موج تابشی به تدریج به حالت مماس با صفحه گرافین در $z=0$ و موازی با صفحه دیگری در $z=d$ نزدیک می‌شود، یعنی به حالتی نزدیک می‌شود که از صفحه گرافین واقع در $z=d$ هیچ عبوری وجود ندارد، به گونه‌ای که در زاویه حدود ۹۰ درجه تقریباً می‌توان گفت که موج بطور کامل منعکس شده و عبور بسیار ناچیز است.



شکل ۴- (الف) زاویه چرخش بر حسب زاویه تابش و (ب) دامنه انتقال بر حسب زاویه تابش، هردو با تغییرات ضخامت لایه میانی کوارتز و در قطبش TM ($B_0=1T$, $f=30GHz$, $\epsilon_r=3.82$). مقادیر ارائه شده d در (الف) با همان شکل و رنگ نمودار برای شکل (ب) نیز برقرار است.

با توجه به این ویژگی در چنین ساختاری، یعنی وقتی موجی صفحه‌ای به آن می‌تابد، قطبش امواج بازتابی و یا انتقالی را تغییر می‌دهد، میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی امواج انتقالی و بازتابی از گرافین، در حالی که جهت بردار موج آنها ثابت است، در صفحه‌ای عمود بر بردار موجشان با زاویه قائم نسبت به یکدیگر می‌چرخند. زاویه چرخش موج عبوری را از رابطه زاویه بین میدان الکتریکی تابشی و عبوری می‌توان محاسبه کرد. برای این کار باید توجه کرد که زاویه بین دو بردار $\vec{a}$ و $\vec{b}$ با مولفه‌های مختلط بصورت (۴۸) تعیین می‌شود:

$$\cos \varphi = \frac{\text{real}(\vec{a} \cdot \vec{b})}{\|\vec{a}\| \cdot \|\vec{b}\|} \quad (48)$$

که اندازه هر بردار مختلط مشابه رابطه $\|\vec{a}\| = \sqrt{\vec{a} \cdot \vec{a}}$ برای بردار $\vec{a}$ است و نیز ضرب داخلی دو بردار با مولفه‌های مختلط، مثلاً $\vec{a} = a_1\hat{x} + a_2\hat{y} + a_3\hat{z}$ و $\vec{b} = b_1\hat{x} + b_2\hat{y} + b_3\hat{z}$ بصورت (۴۹) تعریف می‌شود [۳۳]:

$$T_{21} = 2Z_0^{-1} \cdot ((\vec{\sigma} + Z_0^{-1}) \cdot (\vec{I}_t + \Gamma_{32}) + Z_p^{-1} \cdot (\vec{I}_t - \Gamma_{32}))^{-1} \quad (39)$$

$$\Gamma_{21} = (Z_0^{-1} - Z_p^{-1} \cdot (\Gamma_{32} - \vec{I}_t) \cdot (\Gamma_{32} + \vec{I}_t)^{-1} + \vec{\sigma})^{-1} \cdot (Z_0^{-1} + Z_p^{-1} \cdot (\Gamma_{32} - \vec{I}_t) \cdot (\Gamma_{32} + \vec{I}_t)^{-1} - \vec{\sigma}) \quad (40)$$

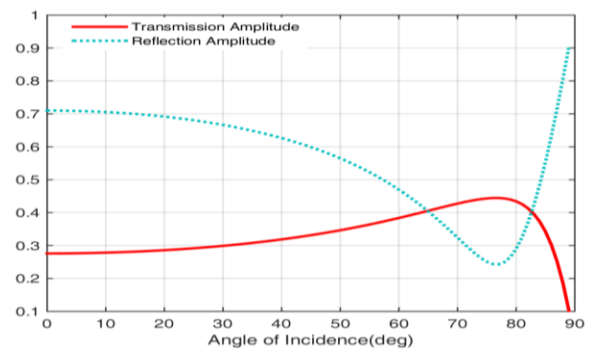
$$T_{32} = 2Z_p^{-1} \cdot (\vec{\sigma} + Z_p^{-1} + Z_0^{-1})^{-1} e^{-j(k_{zp} - k_z)d} \quad (41)$$

$$\Gamma_{32} = -(\vec{\sigma} + Z_p^{-1} + Z_0^{-1})^{-1} \cdot (\vec{\sigma} - Z_p^{-1} + Z_0^{-1}) e^{-2jk_{zp}d} \quad (42)$$

با توجه به شکل ۲، موج تابشی به صفحه گرافین واقع در $z=0$ برخورد می‌کند بطوری که در قطبش TM میدان الکتریکی موج تابشی در صفحه $x-z$ قرار می‌گیرد. فرض می‌کنیم که میدان الکتریکی موج تابشی دامنه واحد دارد، در این صورت مولفه عرضی آن در دستگاه مختصات گرافین و در فضای بیکران بصورت (۴۳) است:

$$\vec{E}_{t0}^{inc} = \frac{k_z}{k_0} \hat{x} \quad (43)$$

که با داشتن رابطه (۴۳) می‌توان سایر میدان‌های الکتریکی عرضی (روابط (۳۵) تا (۳۸)) را در این قطبش محاسبه نمود. با استفاده از قانون گاوس نیز مولفه محوری میدان‌های الکتریکی قابل محاسبه است که در این صورت مولفه z میدان‌های الکتریکی بازتابی و عبوری ساختار گرافین-کوارتز-گرافین بصورت (۴۴) و (۴۵) حاصل می‌شود:



شکل ۳- اندازه ضرایب انتقال و بازتاب بر حسب زاویه تابش برای

ساختار گرافین-کوارتز-گرافین تحت بایاس مغناطیسی $B_0=1T$ و

قطبش TM ($\tau=1.84 \times 10^{-13}s$, $n_s=10^{13}cm^{-2}$, $\epsilon_r=3.82$ ،

$\mu_c=0.37eV$, $d=2mm$, $T=300K$, $f=30GHz$).

$$\nabla \cdot \vec{E}^{ref} = 0 \Rightarrow E_{z0}^{ref} = \frac{k_x}{k_z} E_{x0}^{ref} \quad (44)$$

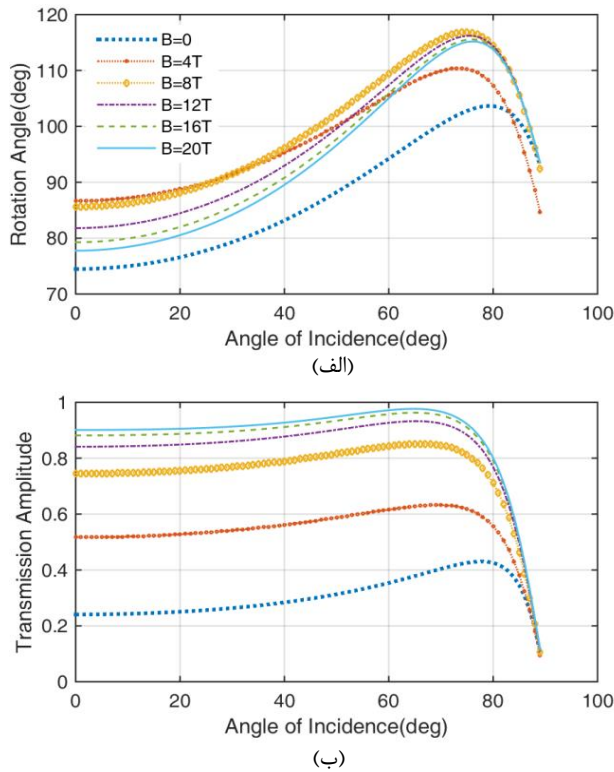
$$\nabla \cdot \vec{E}^{tran} = 0 \Rightarrow E_{z0}^{tran} = -\frac{k_x}{k_z} E_{x0}^{tran} \quad (45)$$

اکنون با داشتن تمامی مولفه‌های میدان، می‌توان میزان انتقال و بازتاب را بصورت (۴۶) و (۴۷) بدست آورد:

$$T = |\vec{E}^{tran}| = \sqrt{|E_{x0}^{tran}|^2 + |E_{y0}^{tran}|^2 + |E_{z0}^{tran}|^2} \quad (46)$$

$$\Gamma = |\vec{E}^{ref}| = \sqrt{|E_{x0}^{ref}|^2 + |E_{y0}^{ref}|^2 + |E_{z0}^{ref}|^2} \quad (47)$$

است. همچنین تغییرات بایاس مغناطیسی در افزایش دامنه موج عبوری به ازای زاویه چرخش ۹۰ درجه‌ای بررسی شده است. نتایج این بررسی در شکل ۶ نشان داده شده است. همان‌گونه که در این شکل مشاهده می‌شود، افزایش B باعث نزدیک شدن دامنه انتقال به مقدار واحد می‌شود. بنابراین، در صورتی که از لحاظ عملی بتوان بایاس مغناطیسی را افزایش داد، می‌توان موج با قطبش TM را به ساختار تک‌لایه گرافین-کوارتز-گرافین داد و از آن، موج با قطبش TE با دامنه عبور نزدیک به یک بدست آورد.



شکل ۶- (الف) زاویه چرخش برحسب زاویه تابش و (ب) دامنه انتقال برحسب زاویه تابش، هردو با تغییرات بایاس و در قطبش TM ($f = 30\text{GHz}$, $d = 2\text{mm}$, $\epsilon_r = 3.82$) در (الف) با همان شکل و رنگ نمودار برای شکل (ب) نیز برقرار است.

حال به تحلیل مساله با تابش موج صفحه‌ای با قطبش TE به ساختار تک-لایه گرافین-کوارتز-گرافین می‌پردازیم. در این حالت میدان الکتریکی موج تابشی فقط در جهت محور y مولفه دارد و با فرض دامنه واحد برای آن، رابطه (۵۱) را داریم:

$$\vec{E}_{t0}^{inc} = \vec{E}_0^{inc} = \hat{y} \quad (51)$$

با استفاده از رابطه (۵۱) می‌توان سایر میدان‌های الکتریکی عرضی (روابط (۳۵) تا (۳۸)) را در قطبش TE محاسبه نمود و مولفه محوری میدان‌ها نیز مشابه با قطبش TM از قانون گاوس محاسبه می‌شود.

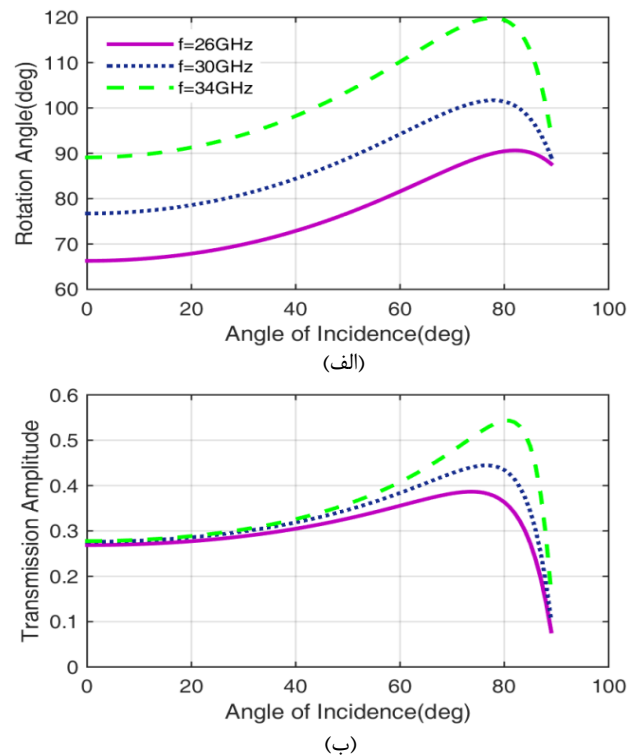
با استفاده از روابط (۴۶) و (۴۷)، نمودار دامنه انتقال و بازتاب برحسب زاویه تابش در شکل ۷ رسم شده است. همان‌گونه که در این شکل مشاهده می‌شود که با افزایش زاویه تابش برای موج تابشی با قطبش TE، دامنه موج انتقالی کاهش می‌یابد و بدیهی است که روند تغییرات دامنه بازتاب، معکوس تغییرات دامنه عبور است. اکنون با توجه به شکل میدان الکتریکی در (۵۱)، از رابطه (۵۰) زاویه چرخش را نیز محاسبه می‌کنیم و دامنه عبور و زاویه چرخش موج انتقالی را برحسب زاویه تابش در قطبش TE رسم می‌کنیم که نتایج آن در شکل‌های ۸ تا ۱۰ قابل مشاهده است. در شکل ۸ مشاهده می‌شود که با

$$\vec{a} \cdot \vec{b} = \sum_{i=1}^3 a_i b_i^* \quad (49)$$

بنابراین زاویه چرخش میدان الکتریکی عبوری نسبت به میدان الکتریکی تابشی بصورت (۵۰) حاصل می‌شود:

$$\varphi = \cos^{-1} \left(\frac{\text{real}(\vec{E}^{inc} \cdot \vec{E}^{tran})}{|\vec{E}^{tran}|} \right) \quad (50)$$

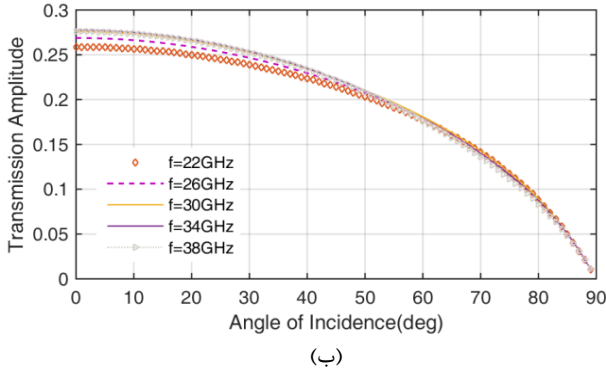
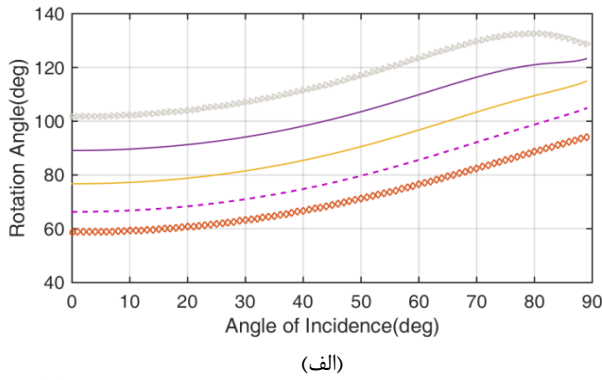
شکل‌های ۴ تا ۶، تغییرات زاویه چرخش (رابطه (۵۰)) و دامنه ضریب انتقال (رابطه (۴۶)) را برحسب زاویه تابش، با تغییر برخی مولفه‌ها نشان می‌دهد.



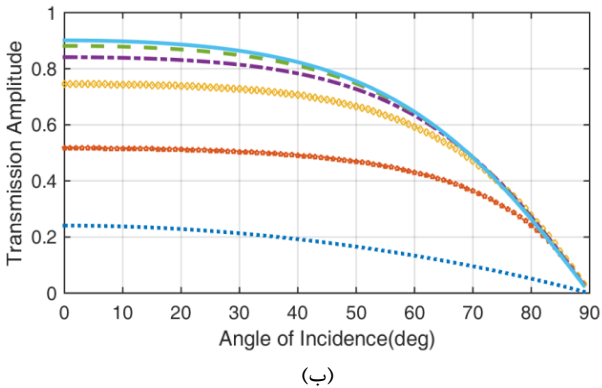
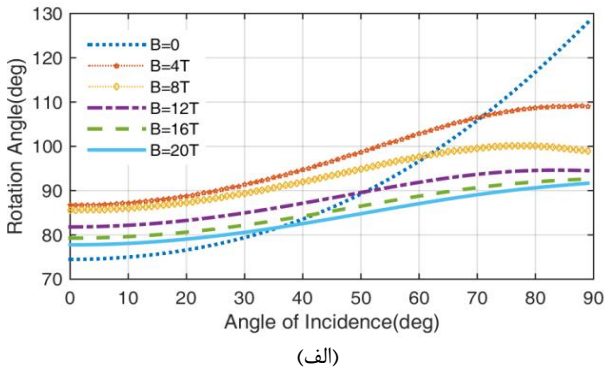
شکل ۵- (الف) زاویه چرخش برحسب زاویه تابش و (ب) دامنه انتقال برحسب زاویه تابش، هردو با تغییرات فرکانس و در قطبش TM ($B_0 = 1T$, $d = 2\text{mm}$, $\epsilon_r = 3.82$) در (الف) با همان شکل و رنگ نمودار برای شکل (ب) نیز برقرار است.

در زاویه چرخش ۹۰ درجه در نمودارهای ۴ تا ۶، میدان الکتریکی موج انتقالی بر میدان الکتریکی موج تابشی عمود می‌شود و چون بر بردار موج خود که در صفحه $x-z$ واقع شده نیز عمود است، قطبش موج عبوری TE می‌شود. به عبارت دیگر تحت شرایط خاصی، قطبش موج با گذر از عایق کوارتز ساندویچ شده بین دو صفحه گرافین از TM به TE تغییر می‌کند و ساختار مذکور مثل تغییردهنده قطبش رفتار می‌کند.

یکی از پارامترهایی که می‌تواند در تغییر قطبش موج تابشی و دامنه موج انتقالی تأثیر بگذارد، ضخامت لایه میانی کوارتز است که در شکل ۴ برای ضخامت‌های مختلف بررسی شده است. شکل ۴(الف) زاویه چرخش موج انتقالی و شکل ۴(ب) دامنه آن را برحسب زاویه تابشی نشان می‌دهد. همان‌طور که در این شکل مشاهده می‌شود، در ضخامت ۲ میلی‌متری لایه کوارتز، زاویه چرخش ۹۰ درجه موج انتقالی با دامنه عبور حدود ۰/۳۵ حاصل می‌شود. در چنین ضخامتی، تأثیر افزایش فرکانس بر چرخش موج عبوری نیز بررسی شده است که نتایج آن در شکل ۵ نشان داده شده است. در این حالت مشاهده می‌شود که بهترین حالت برای داشتن زاویه چرخش ۹۰ درجه، نمودار با فرکانس کمتر

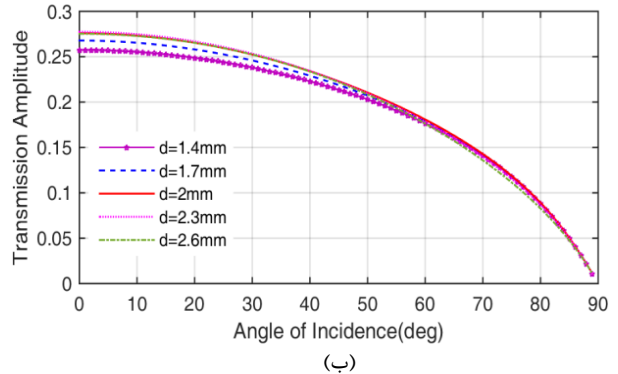
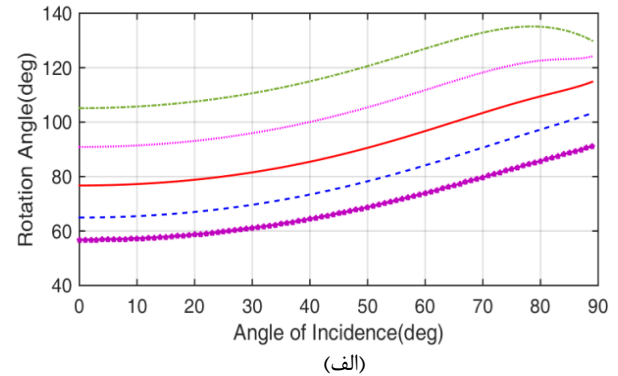
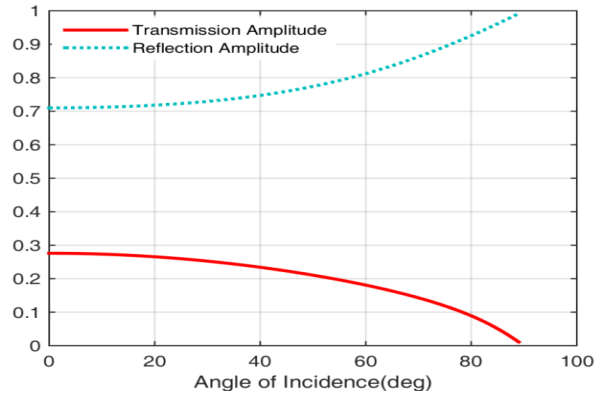


شکل ۹- (الف) زاویه چرخش برحسب زاویه تابش و (ب) دامنه انتقال برحسب زاویه تابش، هردو با تغییرات فرکانس و در قطبش TE ($B_0 = 1T$, $d = 2mm$, $\epsilon_r = 3.2$) در f با همان شکل و رنگ نمودار برای شکل (الف) نیز برقرار است.



شکل ۱۰- (الف) زاویه چرخش برحسب زاویه تابش و (ب) دامنه عبور برحسب زاویه تابش، هردو با تغییرات بایاس و در قطبش TE ($f = 30GHz$, $d = 2mm$, $\epsilon_r = 3.2$) مقادیر ارائه شده B در (الف) با همان شکل و رنگ نمودار برای شکل (ب) نیز برقرار است.

افزایش ضخامت لایه میانی کوارتز در هر زاویه تابش، زاویه چرخش افزایش می‌یابد، اما دامنه عبور تقریباً ثابت است. در زاویه چرخش ۹۰ درجه، دامنه عبور با وجود تغییراتی که در اثر تغییر ضخامت لایه میانی حاصل شده، بسیار کوچک است. در شکل ۹ مشاهده می‌کنیم که افزایش فرکانس نیز مشابه افزایش ضخامت لایه میانی رفتار می‌کند. نتایج تحلیلی بدست آمده در شکل ۱۰ نشان می‌دهد که در بایاس ۴ تسلا تا ۲۰ تسلا، با افزایش مقدار بایاس مغناطیسی، زاویه چرخش کاهش و دامنه عبور افزایش می‌یابد. مشاهده می‌کنیم که در صورت امکان عملی، با مقدار بایاس مغناطیسی ۱۲ تسلا در زاویه چرخش ۹۰ درجه، می‌توانیم دامنه عبور نزدیک به ۰/۸ داشته باشیم.

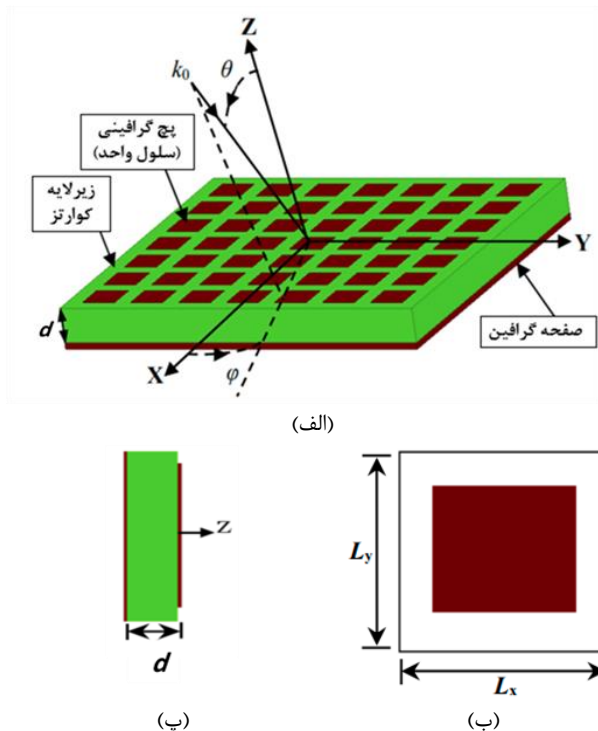


شکل ۸- (الف) زاویه چرخش برحسب زاویه تابش و (ب) دامنه عبور برحسب زاویه تابش، هردو با تغییرات ضخامت لایه میانی کوارتز و در قطبش TE ($B_0 = 1T$, $f = 30GHz$, $\epsilon_r = 3.82$) مقادیر ارائه شده d در (ب) با همان شکل و رنگ نمودار برای شکل (الف) نیز برقرار است.

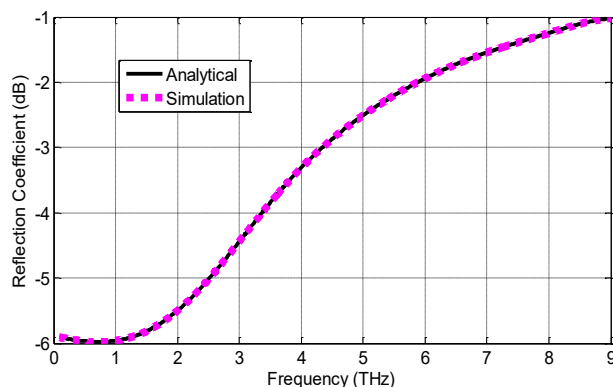
ضریب جذب (A) آن دارد. در شبیه‌سازی‌ها، ضریب جذب از طریق پارمترهای پراکندگی و بصورت رابطه (۵۲) بدست می‌آید:

$$A = 1 - |S_{11}|^2 - |S_{21}|^2 \quad (52)$$

که در آن، S_{11} ضریب بازتاب (همان Γ در (۴۷)) و S_{21} ضریب انتقال (همان T در (۴۶)) است.

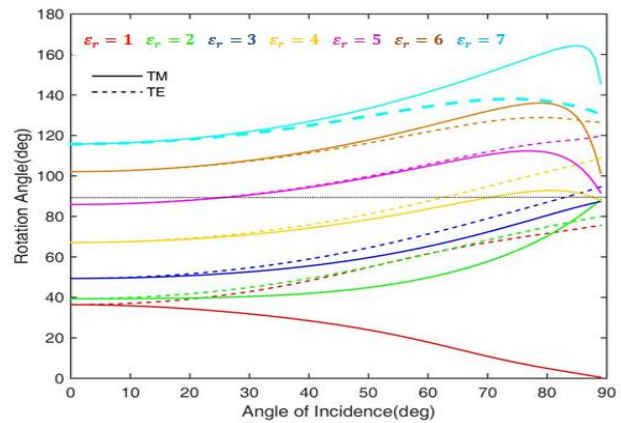


شکل ۱۲- (الف) نمای کلی از ساختار متناوب جاذب، (ب) دید از بالای سلول واحد با پچ گرافینی، و (پ) دید از پهلو سلول واحد با ضخامت زیرلایه d .



شکل ۱۳- اندازه ضریب بازتاب ($|S_{11}|$) برحسب فرکانس برای ساختار گرافین-کوارتز-گرافین با ضخامت زیرلایه $d=3\mu\text{m}$ و پتانسیل شیمیایی صفحات گرافین $\mu_c=0.5\text{eV}$ در اثر تابش عمودی موج صفحه‌ای

قبل از ایجاد هرگونه شکاف در صفحات گرافین، ساختار گرافین-کوارتز-گرافین به کمک نرم‌افزار CST بصورت عددی شبیه‌سازی شده و $|S_{11}|$ حاصل از آن با اندازه Γ حاصل از روابط تحلیلی بخش قبلی مقایسه شده است که در شکل ۱۳ قابل مشاهده است. هرچند مدت زمان لازم برای شبیه‌سازی چنین ساختاری در نرم‌افزار بیشتر از تحلیل آن با روابط بیان شده است، نتایج هر دو روش تطابق بسیار خوبی دارند. در شروع طراحی، پتانسیل شیمیایی هر دو لایه



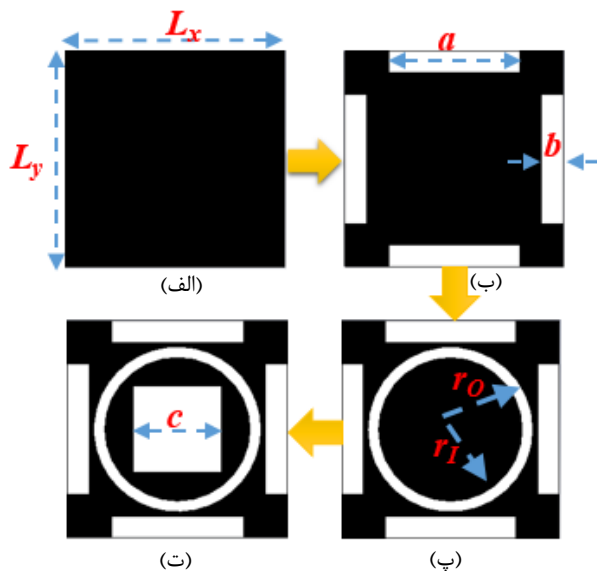
شکل ۱۴- زاویه چرخش برحسب زاویه تابش برای عایق‌های مختلف ساندویچ شده بین صفحات گرافین، در بایاس مغناطیسی $B_0 = 1T$ ، $f = 30\text{GHz}$ ، $\mu_c = 0.37\text{eV}$ ، $\tau = 1.84 \times 10^{-13}\text{s}$ ، $n_s = 10^{13}\text{cm}^{-2}$ ($d = 2\text{mm}$ ، $T = 300\text{K}$)

در انتهای این بخش، به دلیل انتخاب عایق کوارتز را در این ساختار می‌پردازیم. در شکل ۱۱ مشاهده می‌شود که با افزایش گذردهی الکتریکی نسبی عایق میانی قرارگرفته بین صفحات گرافین، زاویه چرخش موج عبوری افزایش می‌یابد و فقط در $\epsilon_r = 4$ و $\epsilon_r = 5$ زاویه چرخش ۹۰ درجه را در هر دو قطبش TM و TE داریم. به همین دلیل عایق کوارتز (یا SiO_2) برای این ساختار انتخاب می‌شود که لایه نشانی صفحات گرافین روی دوطرف آن امکان‌پذیر است.

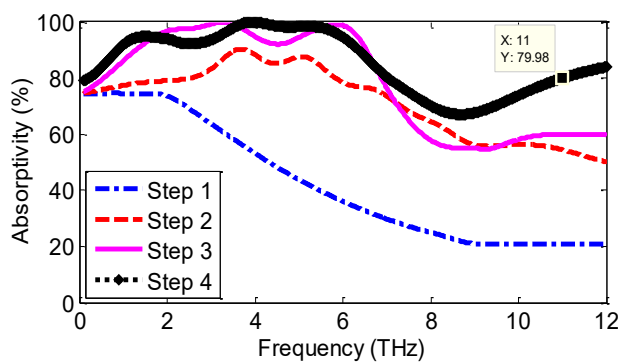
۴- فرآیند طراحی و شبیه‌سازی جاذب پهن‌بند

در این بخش برای طراحی جاذب از نتایج مدل درود و ساختار تک‌لایه گرافین-کوارتز-گرافین که در بخش قبلی تحلیل شد، استفاده می‌شود. با این تفاوت که بایاس مغناطیسی لایه‌های گرافینی حذف شده است و الگوی متناوبی از شکاف‌ها روی فقط یکی از صفحات گرافین ایجاد می‌شود که عملاً بصورت پچ‌های گرافینی متناوب در آن صفحه ظاهر می‌شوند و صفحه دیگر گرافینی بدون تغییر باقی می‌ماند. بنابراین، روشن است که در گام اول طراحی جاذب پیشنهادی، برخلاف جاذب‌های گرافینی مرسوم که از لایه رسانای ضخیمی در پشت ساختار استفاده می‌کنند، در این کار استفاده نمی‌شود.

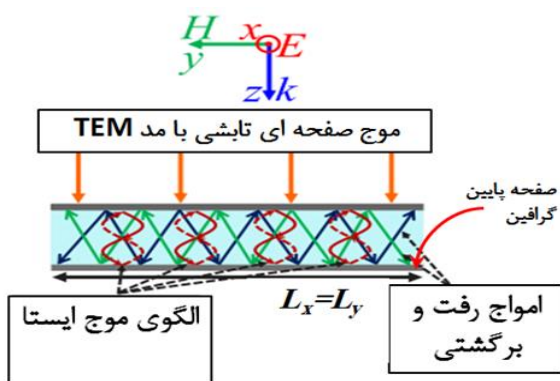
در مرحله طراحی جاذب، شبیه‌سازی‌ها در نرم‌افزار تجاری CST و بصورت تحلیل عددی سلول واحد انجام شده است. باید دقت شود که گرافین ماده‌ای دوبعدی و نیمه‌رساناست پس دارای رسانندگی غیرصفر بوده و این ویژگی سبب می‌شود که ضریب گذردهی الکتریکی آن مقادیر مختلفی در فرکانس‌های مختلف داشته باشد [۳۴]. بنابراین، ماتریس سه‌ستونی از محاسبه مقادیر ضریب گذردهی الکتریکی گرافین حاصل می‌شود که ستون اول آن فرکانس‌های مختلف، ستون دوم مقادیر حقیقی ضریب گذردهی الکتریکی ($\text{Re}\{\epsilon\}$) و ستون سوم مربوط به مقادیر موهومی آن ($\text{Im}\{\epsilon\}$) است. این ماتریس سه‌ستونی در تعریف ماده جدید گرافین در نرم‌افزار CST بارگذاری می‌شود. بدیهی است که به ازای هر تغییری در بایاس الکتریکی (تغییر پتانسیل شیمیایی) گرافین، مقادیر ضریب گذردهی الکتریکی آن (یا مقادیر ماتریس مذکور) تغییر می‌کند و بارگذاری آن در نرم‌افزار باید تکرار شود. هندسه کلی این ساختار متناوب در شکل ۱۲ نشان داده شده است. در این ساختار، $L_x = L_y = 10\mu\text{m}$ و $d = 3\mu\text{m}$ پهنه شده است و به کمک تحلیل‌های عددی نشان داده می‌شود که بایاس کردن گرافین و تغییر پتانسیل شیمیایی آن، میزان جذب و پهنای باند فرکانسی جاذب را تغییر می‌دهد [۳۵]. بدون اینکه ابعاد پچ یا ضخامت زیرلایه تغییر کند. در چنین جاذب تنظیم‌پذیری، شکل پچ تأثیری زیادی در افزایش پهنای باند و



شکل ۱۴- مراحل رسیدن به پیچ گرافینی در سلول واحد جاذب پیشنهادی و پارامترهای طراحی آن برحسب میکرومتر: $a=6, b=1, c=4, r_0=3/8, r_i=3/3$



شکل ۱۵- درصد میزان جذب برحسب فرکانس تحت تابش عمودی موج صفحه‌ای ($\theta=0^\circ$).



شکل ۱۶- مدل موج ایستای ایجاد شونده داخل سلول واحد جاذب و نقش صفحه پایینی گرافین در وقوع چنین پدیده‌ای.

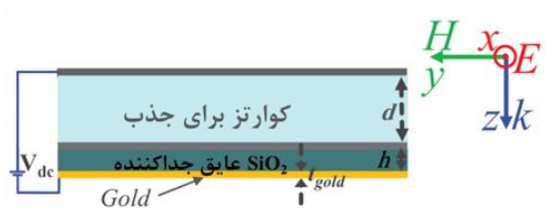
بدیهی است که برای ارزیابی دقیق جاذب طراحی شده، لازم است که میزان بایاس الکتریکی (پتانسیل شیمیایی) صفحات گرافین، زاویه تابش مایل موج صفحه‌ای در قطبش‌های TM و TE بطور جداگانه بررسی شود. بنابراین، در مرحله بعدی سراغ تحلیل و شبیه‌سازی سلول واحد پیشنهادی تحت تابش

گرافین بالایی و پایینی 0.5eV در نظر گرفته می‌شود. مراحل طراحی سلول واحد جاذب پیشنهادی در شکل ۱۴ آورده شده است که نتایج هر مرحله در ادامه نشان داده شده و بررسی می‌شود. شایان ذکر است که ایده اولیه شکل پیچ از [۳۶] حاصل شده است.

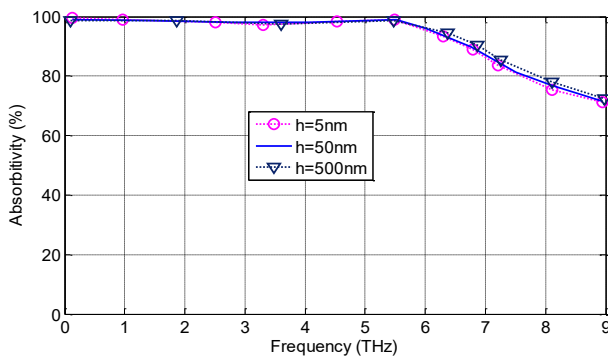
۶-۱- بحث روی نتایج طراحی و بهینه‌سازی ساختار نهایی

در تحلیل مراحل مختلف سلول واحد پیشنهادی و محاسبه میزان جذب در هر مرحله، ضخامت صفحات گرافین 0.34nm و ضخامت عایق کوارتز ۳ میکرومتر در نظر گرفته شده است. همان‌طور که در شکل ۱۴ مشاهده می‌شود، در حالت اولیه (شکل ۱۴الف)) هیچ شکافی روی پیچ گرافینی وجود ندارد و مشابه ساختاری است که در شکل ۱۳ به کمک روابط بخش قبلی و شبیه‌سازی عددی تحلیل شده است. عملکرد جاذبی ضعیف ساختار اولیه در فرکانس‌های $0.1\sim 12\text{THz}$ تحت تابش عمودی موج صفحه‌ای در شکل ۱۵ با رنگ آبی نشان داده شده است (منحنی مربوط به گام اول). برای تاکید، لازم است دوباره بیان شود که در این شبیه‌سازی‌ها، در مدل درود $B=0$ فرض شده است ولی پتانسیل شیمیایی گرافین (μ_c) می‌تواند تغییر کند که وابسته به ولتاژ الکتریکی اعمال شده به گرافین است. با توجه به اینکه دوصفحه گرافین در این ساختار وجود دارد می‌توان ولتاژهای بایاس متفاوتی بطور جداگانه به این صفحات اعمال کرد. این امر سبب می‌شود که با تغییر پتانسیل شیمیایی آن‌ها و تنظیم مقادیرشان به‌میزان و پهنای باند جذب بهینه‌ای رسید که این موضوع در ادامه بررسی می‌شود و با تغییر پتانسیل شیمیایی پیچ گرافینی سلول واحد به جاذب تنظیم-پذیر پهن‌بندی دست یافت. در گام دوم برای بهبود عملکرد جاذبی ساختار، شکاف‌هایی مستطیلی شکل مشابه آنچه در شکل ۱۴(ب) مشاهده می‌شود، روی صفحه گرافینی بالایی سلول واحد ایجاد می‌شود. با برخورد عمودی موج صفحه‌ای به سطح چنین سلول واحدی، نشان داده می‌شود که درصد میزان جذب بصورتی است که در شکل ۱۵ با منحنی قرمز رنگ مشخص شده است. همان‌طور که مشاهده می‌شود در محدوده وسیعی از فرکانس‌های تراهرتز میزان جذب بیشتر از ۷۰ درصد است. برای افزایش میزان جذب، در گام سوم شکاف مدوری بصورت نشان داده شده در شکل ۱۴(پ) به پیچ گرافینی سلول واحد اضافه می‌شود. با تحلیل عددی این حالت از سلول واحد، طبق منحنی صورتی رنگ شکل ۱۵، نشان داده می‌شود که میزان جذب بالای ۹۰ درصد و حتی در برخی بازه‌های فرکانسی به ۱۰۰ درصد هم می‌رسد. نهایتاً، در فرآیند بهینه‌سازی الگوی شکاف‌ها روی پیچ گرافینی سلول واحد، برای رسیدن به دو هدف پهنای باند وسیع و میزان جذب بالای ۸۰ درصد، به پیچ گرافینی در گام چهارم می‌رسیم که عملاً بده-بستانی بین دو هدف مذکور است. همان‌گونه که در شکل ۱۴(ت) مشاهده می‌شود شکافی مربعی هم در وسط پیچ گرافینی ایجاد شده است. نتیجه تحلیل سلول واحد بهینه نهایی، در شکل ۱۵ با رنگ سیاه ارائه شده است. در این منحنی مشاهده می‌شود، پهنای باند این جاذب برای میزان جذب بالای ۸۰ درصد برابر با $0.1\sim 7\text{THz}$ است. همچنین در شکل ۱۵، مشخص است که چنین ساختاری تحت تابش عمودی می‌تواند در فرکانس‌های بیشتر از ۱۱ تراهرتز هم عملکرد جاذبی خوبی از خود نشان دهد. این مساله (طراحی جاذب فرپهن‌باند دوبانده) همچنان برای کار در آینده مساله‌ای باز است. دلیل چنین جذب بالایی به بازتاب‌های متعدد و برهم نهی امواج الکترومغناطیسی در داخل زیرلایه کوارتز برمی‌گردد که منجر به تشکیل یک الگوی موج ایستا بین پیچ‌های گرافینی و صفحه پایینی گرافین می‌شود. همان‌طور که در شکل ۱۶ نشان داده شده است، نقش صفحه پایینی گرافین در ایجاد چنین پدیده‌ای بسیار مهم است. این پدیده بیشتر باعث تلفات نیمه‌هادی گرافین و عایق در داخل سازه می‌شود و در نتیجه به عملکرد جذب کمک می‌کند.

برای نشان دادن کارایی جاذب تنظیم‌پذیر پهن باند، به تحلیل سلول واحد پیشنهادی تحت تابش موج صفحه‌ای مایل ($\theta \neq 0^\circ$) می‌پردازیم. در این راستا و برای سادگی کار، پتانسیل شیمیایی هر دو صفحه گرافینی را در 0.4 eV ثابت نگه می‌داریم و در قطبش‌های مختلف موج مایل تابشی، سلول واحد پیشنهادی را تحلیل می‌کنیم. شکل ۱۹، نتایج حاصل از شبیه‌سازی سلول واحد پیشنهادی تحت تابش مایل موج صفحه‌ای با قطبش TM ($\varphi = 0^\circ$) را در مقایسه با نتیجه حاصل از تابش عمودی نشان می‌دهد. همان‌طور که در این شکل مشاهده می‌شود جاذب پیشنهادی عملکرد نسبتاً خوبی (میزان جذب بالای ۷۰ درصد) را دارد تا زمانی که زاویه تابش موج برخوردی کمتر از ۸۰ درجه باشد. همچنین، شبیه‌سازی‌های مشابهی برای تابش مایل موج صفحه‌ای با قطبش TE ($\varphi = 90^\circ$) انجام شده است که نتایج آن در شکل ۲۰ قابل مشاهده است. براساس نتایج حاصل، در این حالت هم مقاوم بودن عملکرد جاذب پیشنهادی به زاویه تابش موج برخوردی به ازای $\theta \leq 80^\circ$ اثبات می‌شود.

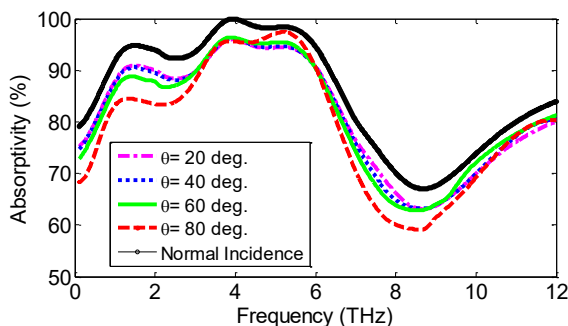


(الف)



(ب)

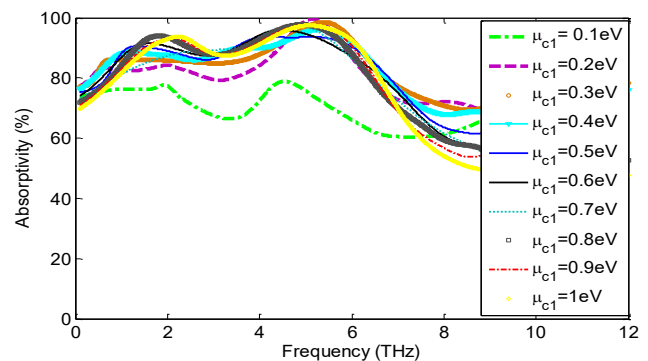
شکل ۱۸- (الف) نمایشی مقطعی از جاذب پهن‌باند پیشنهادی تحت بایاس DC ($h = 5 \text{ nm}$ و $t_{\text{gold}} = 1 \text{ nm}$) و (ب) میزان جذب ساختار برای مقادیر مختلف h .



شکل ۱۹- میزان تغییرات جذب در زوایای مختلف تابش موج صفحه‌ای با قطبش TM ($\varphi = 0^\circ$).

نهایتاً برای بیان نوآوری ارائه شده در این بخش، کارایی جاذب پهن‌باند پیشنهادی با برخی کارهای اخیر مقایسه شده و در جدول ۱ گزارش شده است. آنچه از این مقایسه‌ها بدست می‌آید سادگی جاذب پیشنهادی به دلیل تک‌لایه

عمودی ($\theta = 0^\circ$) و بایاس‌های متفاوت می‌رویم. شایان ذکر است که با توجه به ولتاژ شکست عایق و ضخامت آن، میزان تغییرات پتانسیل شیمیایی پج گرافینی در بازه 0.1~1 eV بوده و در این فرآیند پتانسیل شیمیایی صفحه گرافینی پایین در 0.4 eV ثابت نگه داشته می‌شود. نتایج تحلیل‌های انجام شده بر حسب تغییرات پتانسیل شیمیایی پج گرافینی در شکل ۱۷ نشان داده شده است. همان‌گونه که در این شکل مشاهده می‌شود، تغییر بایاس الکتریکی گرافین سبب تغییر میزان جذب و پهنای باند جذب می‌شود. به عبارتی دیگر، عملکرد انعطاف‌پذیر گرافین در این ساختار منجر به دستیابی به جاذبی تنظیم‌پذیر می‌شود بدون اینکه ابعاد فیزیکی جاذب تغییر کند.



شکل ۱۷- میزان جذب ساختار پیشنهادی بر حسب تغییرات پتانسیل شیمیایی صفحه گرافین بالایی (پتانسیل شیمیایی صفحه پایینی گرافین ثابت نگه داشته شده است).

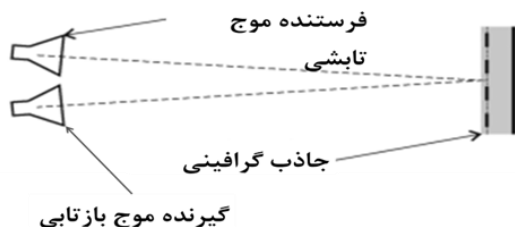
این در حالی است که در جاذب‌های میکرووی می‌شود، که متشکل از فراسطوح چندلایه و صفحه زمین هستند، برای تغییر باند فرکانسی جاذب با میزان جذب، باید ابعاد فیزیکی ساختار، شکل پج سلول واحد و یا جنس عایق زیرلایه آن عوض شود. در واقع، این ویژگی تنظیم‌پذیری از مزایای جاذب‌های گرافینی است.

در پیاده‌سازی چنین جاذب تنظیم‌پذیری، می‌توان از ساختار نشان داده شده در شکل ۱۸ (الف) برای بایاس الکتریکی گرافین استفاده کرد. مطابق این شکل، در این ساختار از رسانای بسیار خوبی مثل طلا در نقش صفحه زمین استفاده شده است که به کمک عایقی مثل SiO_2 به ضخامت h از صفحه پایینی گرافین جدا شده است. ضخامت خود صفحه زمین (لایه طلا) یک نانومتر در نظر گرفته شده است و به تغییر ولتاژ DC بایاس الکتریکی (V_{dc}) و در نتیجه تغییر پتانسیل شیمیایی μ_c (صفحه گرافین بالایی) کمک می‌کند. برای درک تأثیر عایق SiO_2 جداکننده بر پاسخ فرکانسی جاذب پیشنهادی، به بررسی و مطالعه پارامتری ضخامت آن (h) می‌پردازیم که نتایج این بررسی در شکل ۱۸ (ب) نشان داده شده است. طبق نتایج بدست آمده، روشن است که میزان جذب با قرار دادن زیرلایه SiO_2 زمین‌شده در زیر ساختار قبلی بهبود می‌یابد و افزایش ضخامت h تأثیرات جزئی در فرکانس‌های بالا دارد. با وجود این، اضافه کردن چنین لایه‌ای در زیر جاذب پیشنهادی فقط برای اعمال ولتاژ بایاس DC عملی در نظر گرفته شده است. در عمل، پتانسیل شیمیایی μ_c بین صفر تا یک الکترون‌ولت تغییر می‌کند که برای رسیدن به مقدار ویژه‌ای از μ_c می‌توان از طریق رابطه (۵۳) از ولتاژ بایاس DC بهره گرفت:

$$\mu_c = \hbar v_F \sqrt{\frac{\pi \epsilon_0 \epsilon_r V_{dc}}{eh}} \quad (53)$$

که در این رابطه، h ضخامت عایق جداکننده SiO_2 و ϵ_r ضریب گذردهی الکتریکی نسبی آن است.

مغناطیسی گرافین، رفتار رسانندگی آن بصورت ناهمسانگرد می‌شود می‌توان از روش تحلیل ارائه شده برای محیط‌های ناهمسانگرد متناوب در مرجع [۴۳] هم بهره برد که کار بعدی ما در این زمینه خواهد بود. در حالت عملی برای بایاس گرافین با میدان مغناطیسی ساکن، کارهای مشابهی که برای بایاس مغناطیسی تجهیزاتی مبتنی بر فریت انجام شده‌اند [۴۴] می‌توانند بررسی و مطالعه شوند.



شکل ۲۱. چیدمان ساده‌ای برای اندازه‌گیری ضریب بازتاب جاذب و محاسبه میزان جذب آن.

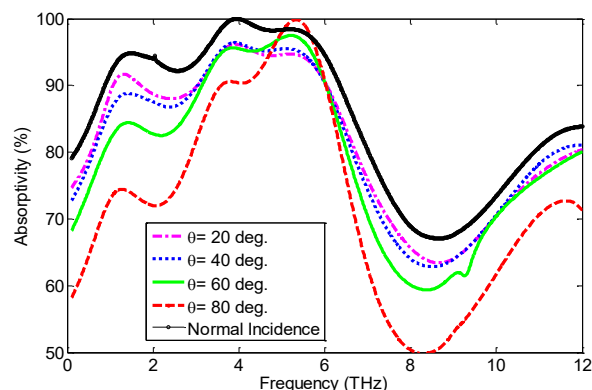
۷- نتیجه‌گیری

ابتدا تحلیل پراکندگی امواج صفحه‌ای در اثر برخورد به عایق کوارتز ساندویچ‌شده بین دو صفحه گرافین در قطبش‌های TE و TM انجام شد. ضرایب بازتاب، انتقال و زاویه چرخش موج صفحه‌ای خروجی نسبت به موج ورودی محاسبه شد. همچنین، با تغییر برخی از مولفه‌های ساختاری مثل ضخامت عایق، فرکانس و اندازه بایاس، نشان داده شد که نوع قطبش موج ورودی می‌تواند تغییر کند. مشاهده شد که اگر تغییرات بایاس مغناطیسی از لحاظ عملی امکان‌پذیر باشد، تاثیر به سزایی در افزایش دامنه عبور در زاویه چرخش ۹۰ درجه دارد بطوری‌که دامنه عبور در قطبش TM بیشتر از قطبش TE است. سپس، با ایجاد شکاف‌های هوایی متناوب روی یکی از صفحات گرافین و تابش موج صفحه‌ای به ساختار مذکور به میزان جذب بیشتر از ۸۰ درصد در بازه فرکانسی ۰.۱~۷ THz رسیدیم. نشان داده شد که این جاذب فرارپهن‌بند، به دلیل مقارن بودن ساختاری آن، عملکرد بسیاری خوبی در تابش موج صفحه‌ای با قطبش‌های TE و TM دارد. ابعاد ساختار در مقایسه با کارهای اخیر گزارش شده، کوچک است بطوری‌که ضخامتش $\lambda_0/997$ و دوره تناوب آن در حدود $\lambda_0/300$ است (طول موج تابشی در فضای آزاد و در کمترین فرکانس کاری جاذب = ۰.۱ THz است). با بهینه‌سازی پتانسیل‌های شیمیایی صفحات گرافین و بررسی تغییرات زاویه تابش مایل (θ_{inc})، نشان داده شد که جاذب پیشنهادی در هر دو قطبش TE و TM برای بازه وسیعی از فرکانس‌های داخل پهنای باند مذکور، کارآمد است بطوری‌که به‌ازای $\theta_{inc} < 80^\circ$ میزان جذب بالای ۷۰ درصد را فراهم می‌کند.

مراجع

- [1] A. C. Neto, F. Guinea, N. M. Peres, K. S. Novoselov, A. K. Geim, "The electronic properties of graphene", Reviews of Modern Physics, vol. 81, no. 1, p. 109, 2009.
- [2] T. Palacios, A. Hsu, H. Wang, "Applications of graphene devices in RF communications", IEEE Communications Magazine, vol. 48, no. 6, pp. 122-128, 2010.
- [3] N. Chamanara, D. Sounas, T. Szkopek, C. Caloz, "Optically transparent flexible graphene reciprocal and nonreciprocal microwave planar components", IEEE Microwave and Wireless Components Letters, vol. 22, no. 7, pp. 360-362, 2012.
- [4] K.-I. Ho, M. Boutchich, C.-Y. Su, R. Moreddu, E. S. R. Marianathan, L. Montes, C.-S. Lai, "A Self-Aligned High-Mobility Graphene Transistor: Decoupling the Channel with Fluorographene to Reduce Scattering", Advanced Materials, vol. 27, no. 41, pp. 6519-6525, 2015.

بودن زیرلایه عایق، پیچیده نبودن شکل پچ گرافینی و عدم استفاده از صفحه زمین رسنا در پشت ساختار است. همان‌طور که نشان داده شد با اضافه کردن صفحه زمین (لایه طلا) برای بایاس DC و تغییر پتانسیل شیمیایی صفحات گرافین، به پهنای باند وسیع و میزان جذب بالای ۹۰ درصد هم می‌توان دست یافت که از مزایای اصلی این جاذب تنظیم‌پذیر و فرارپهن‌بند است. برای پیاده‌سازی و اندازه‌گیری جاذب‌های گرافینی در مراجع [۳۸] و [۳۹] کارهایی انجام شده است که چیدمان لازم برای اندازه‌گیری میزان جذب در این ساختار می‌تواند مشابه جاذب‌های میکروویو برپایه فرامواد باشد (شکل ۲۱ مشاهده شود).



شکل ۲۰. میزان تغییرات جذب در زوایای مختلف تابش موج صفحه‌ای با قطبش TE ($\theta = 90^\circ$).

جدول ۱- مقایسه با کارهای جدید انجام شده

مرجع	پهنای نسبی باند (%) برای $A > 70\%$	ضخامت جاذب (μm)	بیشینه زاویه تابش مایل $\text{Max.}(\theta_{inc})$	پیچیدگی ساختار
[۲۲]	۱۱۸ (برای TM)	بیشتر از ۱۹	۴۰ درجه	دولایه عایق و با صفحه زمین رسنا
[۲۴]	۱۲۰	بیشتر از ۲۱	۴۰ درجه	تک‌لایه با صفحه زمین رسنا
[۲۵]	۶۶	بیشتر از ۲۵	۴۰ درجه	تک‌لایه و پیچیده با صفحه زمین رسنا
[۲۶]	۷۵	بیشتر از ۱۰	۴۰ درجه	دولایه عایق و با صفحه زمین رسنا
[۲۷]	۱۱۵	بیشتر از ۱۵	۴۰ درجه	چندلایه و پیچیده با صفحه زمین رسنا
[۲۸]	۲۵/۱۱۹	بیشتر از ۱۶	۸۰ درجه	چندلایه با لایه‌هایی از گرافیت
[۳۷]	۸۰	بیشتر از ۱۲	۴۰ درجه	به کمک یادگیری ماشین و پیچیده
این مقاله	۱۹۴ (TE و TM)	۳	۸۰ درجه	تک‌لایه، ساده و بدون صفحه زمین رسنا

A: میزان جذب

نهایتاً، لازم است بیان شود که برای مدل‌سازی بایاس مغناطیسی در ساختارهای متناوب گرافینی مشابه جاذب پیشنهادی می‌توان از روش‌های گزارش شده در مراجع [۴۰-۴۲] استفاده کرد. همچنین به دلیل اینکه در بایاس

- [26] Z. Ding, W. Su, H. Lu, H. Wu, H. Yao, "Terahertz absorber based on double-layer graphene metasurface with tunable absorption window and intensity", *Optics & Laser Technology*, vol. 163, p. 109446, 2023.
- [27] X. Du, F. Yan, et al., "A broadband switchable metamaterial absorber reflector based on multi-laps graphene sheets in the terahertz band", *IEEE photonic Journal*, vol.13, no.5, Oct. 2021.
- [28] R. Babu, R. Agrahari, P. K. Jain, M. Mahto, "Bifunctional graphene-graphite-based THz wave metasurface absorber for sensing and electromagnetic shielding", *IEEE Transactions on Circuits and Systems I: Regular papers*, vol. 71, no. 11, Nov. 2024.
- [29] R. Kubo, "Statistical-mechanical theory of irreversible processes. i. general theory and simple applications to magnetic and conduction problems," *Journal of the physical society of Japan*, vol. 12, no. 6, pp. 570-586, 1957.
- [30] D. L. Sounas, C. Caloz, "Electromagnetic nonreciprocity and gyrotropy of graphene", *Applied Physics Letters*, vol. 98, no. 2, pp. 021911(1-3), Jan. 2011.
- [31] V. P. Gusynin, S. G. Sharapov, J. P. Carbotte, "On the universal ac optical background in graphene," *New Journal of Physics*, vol. 11, 2009.
- [32] C. A. Balanis, *Advanced engineering electromagnetics*, 2nd ed., Wiley, 2012.
- [33] M. L. S. Lipschutz, *Schaum's Outline of Linear Algebra 4th (fourth) edition Text Only*, 4th edition, McGraw-Hill, 2008.
- [34] S. E. Hosseini-najad, N. Komjani, and M. T. Noghani, "A comparison of graphene and noble metals as conductors for plasmonic one-dimensional waveguides," *IEEE Transaction Nano-Technology*, vol. 14, no. 5, Sept. 2015.
- [35] S. K. Gupta, and P. K. Basu, "Tunability in graphene based metamaterial absorber structures in mid-infrared region," *IEEE Photonics Journal*, vol. 14, no. 3, pp. 2223805(1)-2223805(7), Jun. 2022.
- [36] H. Eskandari, M. Rafaei-Booket, M. Kamyab, M. Veysi, "Investigations on a class of wideband printed slot antenna", *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, vol. 9, pp. 1221-1224, 2010.
- [37] Z. Ding, W. Su, Y. Luo, L. Ye, H. Wu, H. Yao, "Design of an ultra-broadband terahertz absorber based on a patterned graphene metasurface with machine learning", *Journal of Materials Chemistry C*, vol. 11, no. 17, pp. 5625-5633, 2023.
- [38] C. Chen, et al., "Large-scale fabrication of customized, tunable ultrathin, and Flexible Metamaterial Absorbers Based on Laser-induced Graphene", *Chemical Engineering Journal*, vol. 489, Jun. 2024.
- [39] B. Wu, and Y. Zhao, *Graphene-Based Metamaterial Absorbers*, In: Li, L., Shi, Y., Cui, T.J. (eds) *Electromagnetic Metamaterials and Metasurfaces: From Theory To Applications*. Springer, Singapore, 2024. https://doi.org/10.1007/978-981-99-7914-1_5.
- [40] P. K. Khoozani, M. Maddahali, M. Shahabadi, M. Bakhtafrouz, "Analysis of magnetically biased graphene-based periodic structures using a transmission-line formulation", *Journal of the Optical Society of America-B*, vol. 33, no. 12, pp. 2566-2676, Dec. 2016.
- [41] S. A. Amanatiadis, N. V. Kantartzis, T. Ohtani, Y. Kanai, "Precise modeling of magnetically biased graphene through a recursive conventional FDTD method", *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 54, no. 3, Mar. 2018.
- [42] M. B. Rhouma, B. Guizal, P. Bonnet, F. Paldian, K. Edee, "Semi-analytical model for the analysis of a magnetically biased 1D subwavelength graphene-strip-grating", *Optics Continuum*, vol. 1, no. 5, pp. 1144-1156, 2022.
- [43] M. Rafaei-Booket, and M. Bozorgi, "Spectral dyadic Green's function for multilayer periodic Bi-anisotropic media", *IEEE Access*, vol. 10, pp. 116261 – 116272, Nov. 2022.
- [44] M. Bozorgi, and M. Rafaei-Booket, "Metallic array on a biased Ferrite substrate as a reconfigurable reflectarray antenna," 9th International Symposium on Telecommunications (IST 2018).
- [5] R. E. P. de Oliveira, C. J. S. de Matos, "Graphene Based Waveguide Polarizers: In-Depth Physical Analysis and Relevant Parameters", *Scientific Reports*, vol. 5, p. 16949, 2015.
- [6] X. Hu, J. Wang, "Ultrabroadband Compact Graphene-Silicon TM-Pass Polarizer", *IEEE Photonics Journal*, vol. 9, no. 2, pp. 1–10, 2017.
- [7] S. Cakmakyapan, P. Keng Lu, A. Navabi, M. Jarrahi, "Gold-patched graphene nano-stripes for high-responsivity and ultrafast photodetection from the visible to infrared regime", *Light Science and Application*, vol. 7, no. 20, pp. 1-9, 2018.
- [8] S. Dash, C. Psomas, A. Patnaik, I. Krikids, "An ultra-wideband orthogonal-beam directional graphene-based antenna for THz wireless systems", *Scientific Reports*, vol. 12, no. 1, p. 22145, 2022.
- [9] D. Ye, H. Zu, Z. Hu, Y. Xin, J. Guo, R. Song, D. He, "Flexible and compact tri-band graphene antenna for conformal Wi-Fi/WiMAX/5G applications", *IEEE Transactions on Circuits and Systems II: Express Briefs*, vol. 71, no. 3, pp. 1086-1090, 2024.
- [10] N. Amin Nasr, H. Rasooli-Saghai, "Graphene-based plasmonic nanoantenna with trapezoidal structure in THz band", *Optical Materials*, vol. 148, p. 114771, Feb. 2024.
- [11] Y. wang, H. Liu, S. Wang, M. Cai, "Wide-range tunable narrow band-stop filter based on bilayer graphene in the mid-infrared region", *IEEE Photonics Journal*, vol. 12, no. 4, pp. 1-10, 2020.
- [12] G. C. Ram, P. Sambaiah, S. Yuvaraj, M. Kartikeyan, "Tunable bandstop filter using graphene in terahertz frequency band", *AEU-International Journal of Electronics and Communications*, vol. 144, p. 154057, 2022.
- [13] S. Pawar, H. Mehrpour Bernety, A. B. Yakovlev, "Graphene-metal metasurface for cloaking of cylindrical objects at low-Terahertz frequencies", *IEEE ACCESS*, vol.10, pp. 130200 – 130211, 2022.
- [14] C. Fu, L. Zhang, L. Liu, S. Dong, W. Yu, L. Han, "RCS reduction on patterned graphene-based transparent flexible metasurface absorber," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 71, no. 2, pp. 2005-2010, 2023.
- [15] M. Rafaei-Booket, Z. Atlasbaf, M. Shahabadi, "Metallic grating on a periodic substrate as a planar artificial magnetic conductor", 8th International Symposium on Telecommunications (IST), pp. 27-28, 2016.
- [16] T. Liu, S.-S. Kim, "Ultrawide bandwidth electromagnetic wave absorbers composed of double-layer frequency selective surface with different patterns", *Scientific Reports*, vol. 8, p. 13889, 2018.
- [17] M. Rafaei-Booket, M. Bozorgi, "Plane-wave scattering analysis of artificial anisotropic dielectric sandwiched by metallic cross-dipoles grating", 28th Iranian Conference on Electrical Engineering (ICEE), pp. 1-5, 2020.
- [18] M. Bozorgi, M. Rafaei-Booket, "Scattering analysis of periodic thin film sandwiched by plasmonic nano-antenna grating", 10th International Symposium on Telecommunications (IST), pp. 1-4, 2020.
- [19] M. Bozorgi, M. Rafaei-Booket, "Reconfigurable Planar Metasurface Lens using TiO₂: Design and Simulation," *TJEE*, vol. 52, no. 4, pp. 229-237, 2022.
- [20] M. M. Fakharian, "Design of a terahertz metasurface absorber based on machine learning technique", *Tabriz Journal of Electrical Engineering*, DOI: 10.22034/TJEE.2024.58340.4713, 2024.
- [21] M. Islam, J. Sultana, M. Biabanifard, et al., "Tunable localized surface plasmon graphene metasurface for multiband superabsorption and terahertz sensing," *Carbon*, vol. 158, pp. 559-567, 2020.
- [22] O. M. Daraei, K. Goudarzi, M. Bemani, "A tunable ultra- broadband terahertz absorber based on two layer of graphene ribbons, " *Optic & Laser Technology*, vol. 122, p. 105853, 2020.
- [23] Y. Chen, et al. "Tunable terahertz perfect-absorber with dual peak based on reverse graphene patch metamaterial", *IEEE Photonics Journal*, vol.13, no.3, pp.1-13, 2021.
- [23] Q. Ma, W. Hong, and L. Shui, "Structural optimization of single layer graphene metamaterial for ultra-broad band terahertz absorber ", *IEEE Photonic Journal*, vol. 13, no.5, 2021.
- [25] H. Yu, P. Xiang, Y. Zhu, S. Huang, and X. Luo, "Polarization insensitive broadband concentric-annular-strip octagonal terahertz graphene metamaterial absorber", *IEEE Photonic Journal*, vol.14, no.1, 2022.