استفاده از گرافن برای شکلدهی تنظیم پذیر پراکندگی استوانه عایق

زهرا حمزوي زرقاني ، دانشجوي دكتري؛ عليرضا ياحقي ، استاديار

zahra-hamzavi@shirazu.ac.ir – دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر – دانشگاه شیراز – شیراز – ایران – yahaghi@shirazu.ac.ir - ۲ – دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر – دانشگاه شیراز – شیراز – ایران – ۲

چکیده: در این مقاله، از گرافن برای شکل دهی تنظیم پذیر پراکندگی استوانه عایق استفاده شده است. هدف، تغییر خصوصیات پراکندگی استوانه عایق به استوانه دیگر با شعاع دلخواه است. برای این منظور، ضرایب پراکندگی دو استوانه پوشیده شده با گرافن و هدف، به دست آورده شده است. با برابر قرار دادن ضرایب پراکندگی دو ا ستوانه، امپدانس سطحی مورد نیاز گرافن برای د ستیابی به هدف مورد نظر در دو فرکانس ۳ و ۴ تراهرتز، محاسبه شده است. با تغییرات مناسب در پتانسیل شیمیایی گرافن، ناشی از اعمال ولتاژ، این هدف به صورت کنترل پذیر، حاصل شده است. سطح مقطع راداری دو بعدی استوانههای بدون پوشش، هدف و پوشیده شده با گرافن از دو روش شبیه سازی و تحلیلی به دست آمدهاند.

واژههای کلیدی: امپدانس سطحی، پراکندگی، سطح مقطع راداری، گرافن.

Using Graphene for Tunable Scattering Manipulation of Dielectric Cylinder

Z. Hamzavi-Zarghani¹, PhD Student; A. Yahaghi², Assistant Professor

1- Faculty of Electrical and Computer Engineering, University of Shiraz, Shiraz, Iran, Email: zahra-hamzavi@shirazu.ac.ir
 2- Faculty of Electrical and Computer Engineering, University of Shiraz, Shiraz, Iran, Email: yahaghi@shirazu.ac.ir

Abstract: In this paper, graphene has been designed for tunable scattering manipulation of a dielectric cylinder. The goal is changing scattering properties of a dielectric cylinder to ones of another cylinder with desired radius. For this purpose, scattering coefficients of the covered and target cylinders have been achieved and equated. Required surface impedance of the graphene in order to obtain the considered goal in the frequencies of 3 and 4 THz has been derived. By properly tuning the chemical potencial of the graphene, caused by induced voltage, this goal has controllably been achieved. Total scattering widths of the bare, target and covered cylinders are obtained from numerical simulations and analytical calculations.

Keywords: Surface impedance, Scattering, Radar cross section, Graphene.

تاریخ ارسال مقاله: ۱۳۹۶/۰۹/۲۵ تاریخ اصلاح مقاله: ۱۳۹۶/۱۲/۶۷ ، ۱۳۹۷/۰۳/۲۷، ۱۳۹۷/۰۵/۱۴ و ۱۳۹۷/۰۶/۱۴ تاریخ پذیرش مقاله: ۱۳۹۷/۰۸/۰۶ نام نویسنده مسئول: ایران – شیراز [–] میدان نمازی – دانشگاه شیراز – دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر.

۱– مقدمه

در سالهای اخیر، فناوری تراهرتز در زمینه مخابرات، تصویربرداری و کاربردهای طیفسنجی، توجه زیادی را به خود جذب کرده است [۱– ۳]. متاسفانه، کمبود مادهای مناسب که بهصورت مؤثری به امواج تراهرتز، پاسخ دهد باعث شده است شکل دهی موج در این فرکانسها با مشکل مواجه شود [۴]. اگرچه فرامواد میتوانند بهعنوان یک گزینه برای حل این مشکل در نظر گرفته شوند، پیچیدگیهای ساخت کارایی از ها را کاهش می دهد [۵].گرافن، یک تکلایه از اتم های کربن، بهعنوان یک ماده مناسب پیشنهاد شده است که میتواند این مشکل را حل کند [۶]. ام پدانس سطحی مختلط گرافن، همراه با توا نایی کنترل پذیری آن توسط میدان بایاس الکتریکی و مغناطیسی باعث شده استفاده شود [۹–۷].

در این مقاله، قصد داریم تا با استفاده از گرافن و تنظیم پتانسیل شیمیایی آن، موج پراکنده شده از استوانه عایق را کنترل کرده و آن را تبدیل به موج پراکنده شـده از اسـتوانه عایق دیگری با شـعاع دلخواه نماییم. برای دسـتیابی به این هدف، ابتدا مسـئله پراکندگی مربوط به استوانه که با گرافن پوشیده شده و استوانه هدف را حل کرده و ضرایب پراکندگی مربوط به هر دو اسـتوانه را به دسـت میآوریم. سـپس برای اینکه خصو صیات پراکندگی این دو استوانه یکسان شوند، لازم است سـطح مقطع راداری این دو اسـتوانه برابر شـوند که برابری ضـرایب پراکندگی آنها را نتیجه میدهد. با برابر قرار دادن ضـرایب پراکندگی دو اسـتوانه مورد نظر، امپدانس سـطحی مورد نیاز گرافن، حاصل می شود. با دانستن امپدانس سطحی گرافن، میتوان پتانسیل شیمیایی آن را طوری تنظیم کرد که هدف مورد نظر، به دست آید. با استفاده از این

مقاله از پنج بخش تشکیل شده است. دربخش ۲، در مورد پیش زمینه نظری گرافن بحث می شود. بخش ۳ شامل حل مسئله پراکندگی مربوط به استوانه هدف و استوانه بدون پوشش و پوشیده شده با گرافن و به دست آوردن خصو صیات لازم آن بهعنوان پو شش جهت دستیابی به هدف مورد نظر در دو فرکانس ۳ و ۴ تراهرتز، است. بخش ۴ نتایج حاصل از شبیه سازی استوانه های بدون پوشش ، هدف و پوشیده شده با گرافن را نشان می دهد. نتیجه گیری در قسمت ۵ آمده است.

۲- پیشزمینه نظری گرافن

گرافن، به عنوان یک سطح بی نهایت نازک، توسط تانسور رسانندگی مختلط سطحی، مدل می شود [۱۰]. فرض کنید یک لایه گرافن در فضای آزاد در صفحه x-y قرار دارد. مدل غیر همسانگرد برای گرافن و

رسانندگی گرافن بهصورت تانسور زیر بیان میشود:

$\sigma(w,\mu_c(E_0),\Gamma,TB_0) = \hat{x}\hat{x}\sigma_{xx} + \hat{x}\hat{y}\sigma_{xy} + \hat{y}\hat{x}\sigma_{yx} + \hat{y}\hat{y}\sigma_{yy} \qquad (1)$

که در آن w فرکانس زاویهای، Γ آهنگ پراکندگی نشان دهنده تلفات، T دما و μ_c پانسیل شیمیایی است. E0 و B0 به ترتیب میدانهای بایاس الکتریکی و مغناطیسی هستند. در حالت کلی، آهنگ تغییرات امپدانس سطحی گرافن میتواند تابعی از فرکانس، دما و میدان باشد. پتانسیل شیمیایی که مربوط به چگالی بارهای الکتریکی است، می تواند توسط ناخالص سازی شیمیایی و یا با اعمال میدان بایاس، کنترل شود. توجه کنید که در رابطه (۱)، $w_x = \sigma_{yx}$ و $x_x = -\sigma_{yx}$ بنابراین میتوان این رابطه را به صورت زیر نوشت:

$$\sigma(w, \mu_c(E_0), \Gamma, T, B_0) = \sigma_d I + \sigma_o J \tag{(Y)}$$

که σ_0 و σ_0 ، به ترتیب رسانندگیهای قطری و غیر قطری، بهصورت σ_d متقارن و پادمتقارن هستند. σ_d و σ_d از فرمول کوبا⁽ به دست میآیند:

$$\begin{split} \sigma_{d} &= -\frac{\mathrm{i}e^{2}(w+2\mathrm{i}\Gamma)}{\pi\hbar^{2}} [\frac{1}{(w+2\mathrm{i}\Gamma)^{2}} \int_{0}^{\infty} d\epsilon \left(\frac{\partial n_{F}(\epsilon)}{\partial\epsilon} - \frac{\partial n_{F}(-\epsilon)}{\partial\epsilon}\right) \epsilon \\ &- \int_{0}^{\infty} d\epsilon \frac{n_{F}(-\epsilon) - n_{F}(\epsilon)}{(w+2\mathrm{i}\Gamma)^{2} - 4\left(\frac{\epsilon}{\hbar}\right)^{2}}] \end{split}$$
(17)

$$\begin{split} \sigma_{0} &= -\frac{e^{2}v_{F}^{2}eB_{0}}{\pi\hbar^{2}} [\frac{1}{(w+2i\Gamma)^{2}} \int_{0}^{\infty} d\epsilon \left(\frac{\partial n_{F}(\epsilon)}{\partial\epsilon} - \frac{\partial n_{F}(-\epsilon)}{\partial\epsilon}\right) \\ &+ \int_{0}^{\infty} d\epsilon \frac{1}{(w+2i\Gamma)^{2} - 4\left(\frac{\epsilon}{\hbar}\right)^{2}}] \end{split}$$
(f)

 v_F که $\{r(\varepsilon) = n_F(\varepsilon) = 1/\{1+exp[(\varepsilon - \mu_c)/(k_BT)]\}$ توزیع فرمی–دیراک و v_F ($r = 10^6 m/s$

ما در این مقاله فرض کردهایم که میدان بایاس مغناطیسی نداریم (B₀ = 0)، بنابراین طبق رابطه (۴) عامل های غیر قطری رسانندگی حذف خواهند شد و تنها عامل قطری رسانندگی که مستقل از بایاس مغناطیسی است باقی میماند و گرافن بهعنوان یک ماده همسانگرد عمل میکند.

در رابطه (۳)، عامل اول مربوط به مشارکت درون باند^۲ و عامل دوم مربوط به انتقال بین باند^۳ است. عامل اول از روش تحلیلی بهصورت زیر بهدستآمده است [۱۲].

$$\sigma_{in\,tr\,a} = j \frac{k_B e^2 T}{\pi \hbar^2 (w_{+j} 2\Gamma)} \left(\frac{\mu_C}{T k_B} + 2Ln \left(exp(-\frac{\mu_C}{T k_B}) + 1 \right) \right)$$
(Δ)

¹ Kubo

³ Iinterband transitions

² Intraband contributions

این فرمول، دارای فرم مدل درود^۱ است که رفتار جمعی الکترونهای آزاد را توصیف میکند.

عامل بین باند را نمی توان به صورت تحلیلی، تعیین نمود اما اگر داشته باشیم | KBT « ħw و KBT « ħw یک عبارت تحلیلی تقریبی برای این عامل در [۱۳] به دست آمده است:

$$\sigma_{inter} = \frac{je^2}{\pi 2\hbar} ln \left(\frac{2|\mu_c| - (w_{+j}2\Gamma)\hbar}{2|\mu_c| + (w_{+j}2\Gamma)\hbar} \right)$$
(ϑ)

۳- مسئله پراکندگی استوانههای عایق

اصول کلی هدف مورد نظر در شکل ۱ نشان داده شده است. قصد داریم خصوصیات پراکندگی استوانهای با ضریب گذردهی نسبی ٤ و شعاع a2 را با پوشاندن گرافن با مشخصات لازم بر روی آن، به خصوصیات پراکندگی استوانهای با همان ضریب گذردهی نسبی اما شعاع a1 تبدیل نماییم.



شکل ۱: ساختار استوانههای الف) بدون پوشش ب) پوشیده شده با گرافن پ) هدف

همان طور که در شکل ۱ نشان داده شده است، موجی به صورت عمودی با قطبی شدگی TM_z به استوانه ها برخورد می کند. ابتدا مسئله پراکندگی در مورد استوانه هدف را حل می کنیم. موج برخوردی را می توان به صورت مجموع بینهایت از امواج استوانه ای به صورت زیر نوشت [۱۴]:

$$\mathbf{E}_{\mathbf{i}} = a_z \, E_0 \, \sum_{-\infty}^{\infty} \, J_n(\beta_0 \rho) \, exp(jn\phi) \tag{V}$$

همچنین، میدان الکتریکی پراکنده شده توسط استوانه، بهصورت زیر نوشته میشود:

$$\mathbf{E}_{\mathbf{s}} = a_z \, E_0 \sum_{-\infty}^{\infty} c_n \, H_n^{(2)}(\beta_0 \rho) \, \exp(jn \Phi) \tag{A}$$

میدان الکتریکی داخل استوانه عبارت است از:

$$\mathbf{E}_{in} = a_z \, E_0 \, \sum_{-\infty}^{\infty} a_n \, J_n(\beta \rho) \, \exp(jn \Phi) \tag{9}$$

 β_0 که $H_n^{(2)}$ و $H_n^{(2)}$ ، به ترتیب توابع بسل نوع اول و هنکل نوع دوم هستند. و β به ترتیب ثابتهای انتشار در فضای آزاد و عایق هستند. برای به دست آوردن ضرایب a_n و c_n لازم است شرایط مرزی زیر در $r=a_1$ برقرار شود:

$$E_z^1 = E_z^2 \tag{(1)}$$

$$H^1_{\Phi} = H^2_{\Phi} \tag{(11)}$$

از حل این دو معادله داریم:

$$J_n(\beta_0 a_1) + c_n H_n^{(2)}(\beta_0 a_1) = a_n J_n(\beta a_1)$$
(1)

$$J'_{n}(\beta_{0}a_{1}) + c_{n}H_{n}^{(2)'}(\beta_{0}a_{1}) = \sqrt{\varepsilon}J'_{n}(\beta a_{1})$$
(17)

از حل این دو معادله، ضرایب an و cn به دست میآیند. ضرایب پراکندگی مربوط به استوانه هدف، بهصورت رابطه زیر نوشته می شود:

$$= \frac{J_n(\beta a_1)J'_n(\beta_0 a_1) - \sqrt{\varepsilon} J_n(\beta_0 a_1)J'_n(\beta a_1)}{\sqrt{\varepsilon} j'_n(\beta a_1)H_n^{(2)}(\beta_0 a_1) - J_n(\beta a_1)H_n^{(2)'}(\beta_0 a_1)}$$
(17)

برای حل مسئله پراکندگی مربوط به استوانه پوشیده شده با گرافن، میدانهای الکتریکی مانند حالت قبل اما با ضرایب a' و c' نوشته می شوند. برای به دست آوردن ضرایب مجهول باید شرایط مرزی حالت قبل در r= a2 برقرار شود، با این تفاوت که معادله (۱۱) با معادله زیر جایگزین میگردد زیرا بهدلیل وجود فراسطح بر روی استوانه، میدان مغناطیسی مماسی پیوسته نخواهد بود.

$$Z_s \quad (H^1_{\Phi} - H^2_{\Phi}) = E_z \tag{10}$$

در رابطه (۱۶)، z_s امپدانس سطحی گرافن پوشاننده استوانه میباشد. لازم به ذکر است که معادله بالا از برابر قرار دادن دو فرمول مربوط به چگالی جریان سطحی القا شده ناشی از وجود فراسطح ($J=\sigma E$ و ($J=n\times(H^1 - H^2)$ و دانستن رابطه بین رسانندگی فراسطح و امپدانس سطحی آن J=n/x، بهدست آمده است: از برآورده کردن دو رابطه بالا، معادلات زیر حاصل میشوند: $J_n(\beta_0 a_2) + c'_n H_n^{(2)}(\beta_0 a_2) = a'_n J_n(\beta a_2)$

$$a'_n J_n(\beta a_2) = \frac{z_s}{j} \left(\frac{1}{\eta_0} \left(J'_n(\beta_0 a_2) + c'_n H_n^{(2)'}(\beta_0 a_2) \right) \right)$$

¹ Drude



شکل ۳: مقایسه سطح مقطع راداری استوانه به ازای موج برخوردی با قطبی*شدگی* متفاوت

که در این رابطه، Zp میتواند تابع بسل و یا هنکل نوع اول و دوم باشد. از آنجاکه به این نتیجه رسیدیم که بخش زیادی از پراکندگی استوانه، ناشی از هماهنگ اول است بنابراین تنها ضرایب پراکندگی مد اول را به دست آوردهایم. این ضرایب برای استوانه هدف و پوشیده شده با گرافن بهصورت زیر می باشند:

$$c_{0}' = \frac{-\frac{Z_{s}}{j\eta_{0}}J_{0}(\beta a_{2})J_{1}(\beta_{0}a_{2}) - J_{0}(\beta_{0}a_{2})\left(J_{0}(\beta a_{2}) - \frac{Z_{s}}{j\eta}J_{1}(\beta a_{2})\right)}{\frac{Z_{s}}{j\eta_{0}}J_{0}(\beta a_{2})H_{1}^{(2)}(\beta_{0}a_{2}) + H_{0}^{(2)}(\beta_{0}a_{2})\left(J_{0}(\beta a_{2}) - \frac{Z_{s}}{j\eta}J_{1}(\beta a_{2})\right)}$$

$$(\uparrow \uparrow)$$

برای سادهسازی روابط بهدست آمده، از تقریبهای بیان شده در [۱۹و۱۵] برای زمانی که آوند توابع بسل و هنکل کو چکتر از یک هستند، استفاده شده است. تقریبهای استفاده شده عبار تاند از:

$$J_0(x) \simeq 1 \qquad \qquad Y_0(x) \simeq 2/\pi \ln(x/2)$$

$$J_{p}(x) \simeq 1/p! (x/2)^{p} \qquad Y_{p}(x) \simeq -(p-1)!/2 (2/x)^{p} \qquad p > 0$$

$$H_{0}^{(2)}(x) = J_{0}(x) - jY_{0}(x) \simeq 1 - j2/\pi \ln(x/2) \simeq -j2/\pi \ln(x/2)$$

$$H_{p}^{(2)}(x) = J_{p}(x) - jY_{p}(x) \simeq x/2 + j/\pi (2/x)^{p} \simeq (2/x)^{p}$$
(17)

ضرایب پراکندگی مربوط به مد اول استوانه هدف و استوانه پوشیده شـــده با فراســطح با اســـتفاده از تقریب های بالا، بهصــورت زیر بهدستآمدهاند:

$$-\frac{a'_n}{\eta}J'_n(\beta a_2)) \tag{1}$$

در رابطه η₀ و ŋ ، امپدانس ذاتی فضای آزاد و عایق مورد نظر هستند. از حل دو معادله بالا ضرایب مجهول به د ست میآیند. ضرایب پراکندگی برای استوانه پوشیده شده با فراسطح عبارت است از:

$$= \frac{\frac{Z_{s}}{j\eta_{0}}J_{n}(\beta a_{2})J_{n}'(\beta_{0}a_{2}) - J_{n}(\beta_{0}a_{2})\left(J_{n}(\beta a_{2}) + \frac{Z_{s}}{j\eta}J_{n}'(\beta a_{2})\right)}{-\frac{Z_{s}}{j\eta_{0}}J_{n}(\beta a_{2})H_{n}^{(2)'}(\beta_{0}a_{2}) + H_{n}^{(2)}(\beta_{0}a_{2})\left(J_{n}(\beta a_{2}) + \frac{Z_{s}}{j\eta}J_{n}'(\beta a_{2})\right)}$$

$$(1^{A})$$

در [10] نشان داده شده است که برای استوانهای که شعاع آن در مقایسه با طولموج کوچک باشد، مد اول (n = 0)، بیشترین سهم را در تولید میدان پراکنده شده توسط استوانه دارد. شکل ۲ نمودار ضرایب پراکندگی یک استوانه عایق با گذردهی نسبی ۴ و به شعاع ۷µ۳ را به ازای 2:0=n نشان میدهد. همانطورکه انتظار میرود، ضریب پراکندگی مربوط به مد اول، به مقدار قابلتوجهی بیشتر از مدهای بعد است. بنابراین برای رسیدن به هدف برابری سطح مقطع راداری دو استوانه، کافی است ضرایب پراکندگی آنها را تنها برای مد اول برابر قرار داد.



TM همچنین دلیل در نظر گرفتن موج برخوردی با قطبیشدگی TM این است که موج با این قطبی شدگی، پراکندگی بیشتری در مقایسه با مد TE_z تولید میکند. شکل ۳ این واقعیت را نشان میدهد. بهمنظور سادهسازی مشتقات توابع بسل و هنکل در روابط از فرمول زیر که در [۱۵۹۴] بیان شده است، استفاده میشود.

$$d/dx[Z_p(\alpha x)] = -\alpha Z_{p+1}(\alpha x) + p/x Z_p(\alpha x)$$
(19)

$$c_0 = j \frac{\pi(\beta_0 a_1)^2 (1-\varepsilon)}{2\varepsilon(\beta_0 a_1)^2 Ln(\beta_0 a_1) + 4}$$
(YY)

$$c_{0}' = \frac{\pi(wz_{s}\varepsilon_{0}(\varepsilon-1)-2j)}{\frac{4jz_{s}}{w\mu a_{2}} + 4Ln(\beta_{0}a_{2}) + 2jz_{s}w\varepsilon_{0}\varepsilon a_{2}\ln(\beta_{0}a_{2})}$$
(74)

$$z_{s_1} = j \frac{-2w\mu a_2 \left[(\beta_0 a_1)^2 \left\{ \varepsilon Ln \left(\frac{a_1}{a_2} \right) + Ln(\beta_0 a_2) \right\} + 2 \right]}{\beta_0^2 (1 - \varepsilon) \left[\varepsilon a_1^2 a_2^2 \beta_0^2 Ln \left(\frac{a_1}{a_2} \right) + 2(a_2^2 - a_1^2) \right]}$$
(Ya)

در اینجا میخواهیم میدان پراکنده شده از استوانه عایق با شعاع و ضریب گذردهی نسبی $f = \varepsilon$ را به استوانهای با همین $a_2 = \gamma \mu m$ جنس عایق ولی شعاع a1 = ٣/۵μm در دو فرکانس ۳ و ۴ تراهرتز با استفاده از گرافن و تنظیم پتانسیل شیمیایی آن توسط اعمال ولتاژ بایاس متفاوت، به صورت کنترل پذیر تغییر دهیم. با جایگذاری a1 ، a2 ، a3 و فرکانس در رابطه (۲۵) امیدانسهای سطحی مورد نیاز گرافن برای دستیابی به هدف مورد نظر در فرکانس ۳ تراهرتز، j۷۶۱ اهم و در فرکانس ۴ تراهرتز j۶۳۷ اهم بهدستآمدهاند. مشخصات فیزیکی گرافن و $T = r \cdot t$ و $T = 1/\delta$ ps و $T = r \cdot t$ انتخاب شده است. لازم به ذکر است که به T دلیل تقریبهای در نظر گرفتهشده برای به دست آوردن امپدانس سطحی مورد نیاز، لازم است پتانسیل شیمیایی گرافن، بهینه شوند. مقادیر بهینه پتانسیل شیمیایی با توجه به امپدانسهای سطحی موردنیاز برای فرکانس ۳ تراهرتز ۰/۲۲ و برای فرکانس ۴ تراهرتز ۰/۴۳۵ بهدستآمده است. در این فرکانسها امپدانس سطحی گرافن به ترتیب j ۷۲۸/۴ + ۲۵/۸ و j ۴۹۱/۵۷ +۱۳ اهم میباشد. فراسطح مورد نیاز موهومی خالص بوده درصورتی که امپدانس های گرافن داری قسمت حقیقی نیز می باشند که نشان دهنده تلفات در گرافن است. اما با دقت در امپدانسها مشاهده میکنید که قسمت حقیقی آنها بسیار کمتر از قسمت موهومی است که می توان از آنها صرفنظر نمود.

۴– نتایج شبیهسازی

در اینجا به بررسی سطح مقطع راداری دوبعدی کل، (پهنای پراکندگی کل^۱) مربوط به استوانههای بدون پوشش، هدف و پوشیده شده با فراسطح پرداخته و نشان میدهیم تغییرات پراکندگی استوانه بهصورت دلخواه انجام شده است و بنابراین با استفاده از گرافن میتوان به هدف مورد نظر، دست یافت. سطح مقطع راداری دوبعدی کل از رابطه زیر تعیین میشود[۱۷و۱۶] :

$$Total SW = \frac{4}{\beta_0} \sum_{n=-\infty}^{\infty} |c_n|^2 \tag{(YF)}$$

که در آن، β₀ ثابت انتشار در فضای آزاد و c_n ضریب پراکندگی n ام می باشد.

شکلهای ۴ و ۵ پهنای پراکندگی کل مربوط به استوانههای عایق بدون پوشش ، هدف و پوشیده شده با گرافن را به ترتیب برای فرکانسهای ۲ تا ۴ تراهرتز و ۳ تا ۵ تراهرتز نشان میدهد. از شکل۴ مشاهده میشود که در فرکانس مرکزی ۳ تراهرتز، پهنای پراکندگی کل استوانه پوشیده شده با فراسطح با پهنای پراکندگی کل استوانه هدف برابر شده است که بیانکننده دستیابی به هدف مورد نظر است. همچنین تطابق نتایج تحلیلی با نتایج بهدستآمده از شبیهسازی توسط نرمافزار تطابق نتایج تحلیلی با نتایج بهدستآمده از شبیهسازی توسط نرمافزار نشان میدهد. شکل ۵ دستیابی به هدف مورد نظر را در فرکانس ۴ تراهرتز نشان میدهد. شکل ۶ سطح مقطع راداری سهبعدی استوانههای محدود بدون پوشش، هدف و پوشیده شده با گرافن به ارتفاع طول موج را به ازای فرکانس ۳ تراهرتز برای φ-۰۰ نشان میدهد.



شکل۴: سطح مقطع راداری استوانههای بدون پوشش، هدف و پوشیده شده به ازای پتانسیل شیمیایی ۰/۲۲ برای مد TM



شده به ازای پتانسیل شیمیایی ۰/۴۳۵ برای مد TM

¹ Total scattering width

از این شکل مشاهده می شود که اگرچه تلاش ما بر این بوده که سطح مقطع راداری دوبعدی کل استوانه پوشیده شده با گرافن و هدف برای استوانه با طول نامحدود برابر شوند، سطح مقطع راداری سهبعدی استوانهها به ازای طول محدود نیز شبیه هستند.



شکل۶: سطح مقطع راداری استوانههای بدون پوشش (سبز)، هدف (قرمز) و پوشیده شده با گرافن (آبی) با طول محدود در مختصات قطبی به ازای فرکانس ۳تراهر تز برای مد TM



برخوردی برای مد TM

شکل ۲ سطح مقطع راداری سهبعدی استوانههای بدون پوشش، هدف و پوشیده شده با گرافن را با طول محدود به ازای زاویه موج برخوردی از صفر تا ۹۰ درجه نشان میدهد. از این شکل متوجه می شویم که به ازای زاویه موج برخوردی بیشتر از ۵۰ درجه، پراکندگی مربوط به استوانه هدف و پوشیده شده با گرافن، بسیار به هم نزدیک هستند. هرچند برای زوایای کمتر از ۵۰ درجه نیز نتایج، قابل قبول هستند.

شکلهای ۸ و ۹ پهنای پراکندگی کل هر سه استوانه را به ازای موج برخوردی با قطبیشدگی TE نشان میدهد. همان طور که

مشاهده می نمایید فراسطح طراحی شده برای مد TM نمی تواند هدف مورد نظر را برای مد دیگر برآورده کند. این نتیجه تا حدودی قابل پیش بینی بود زیرا فراسطح مورد استفاده دارای رسانندگی همسانگرد میباشد درصورتی که برای اینکه فراسطح طراحی شده بتواند هدف مورد نظر را همزمان برای هر دو مورد برآورده کند، لازم است رسانندگی آن غیر همسانگرد بوده تا بتوان امپدانس سطحی آن را در هر جهت به صورت مجزا کنترل نمود. اما با دقت در این دو نمودار متوجه می شویم که فراسطح طراحی شده، هدف مورد نظر برای مد TE را با شیفت فرکانسی به دست میدهد (بهجای ۳تراهرتز در ۲/۲ تراهرتز و بهجای ۴ تراهرتز در ۲/۹ تراهرتز). خوشبختانه به دلیل کنترلیذیر بودن گرافن نسبت به ولتاژ اعمال شده به آن، با دانستن قطبی شدگی موج بر خوردی، می توان امپدانس سطحی آن را طوری تنظیم نمود که در فرکانس مرکزی برای آن مد کار کند. برای مثال شکل ۱۰ نمودار پهنای پراکندگی کل استوانهها را برای موج برخوردی TE و به ازای پتانسیل شیمیایی ۴۷۵ ev/۴۷۵ نشان میدهد.



شکل۸: پهنای پراکندگی کل استوانههای بدون پوشش، هدف و پوشیده شده به ازای پتانسیل شیمیایی ۰/۲۲ برای مد TE



مشاهده می کنیم که با تغییر پتانسیل شیمیایی از ev ۰/۲۲ ev مشاهده می کنیم که با تغییر پتانسیل شیمیایی از TT به TE قابل تغییر است. به عبارت دیگر، با تغییر پتانسیل شیمیایی، هدف مورد نظر یعنی برابری سطح مقطع راداری استوانه هدف و پوشیده شده با گرافن برای مد TE برقرار می شود.



شکل ۱۰: پهنای پراکندگی کل استوانههای بدون پوشش ، هدف و پوشیده شده به ازای پتانسیل شیمیایی ۰/۴۷۵ برای مد TE

شکل ۱۱ سطح مقطع راداری سهبعدی استوانههای بدون پوشش، هدف و پوشیده شده با گرافن را به ازای فرکانس ۳ تراهرتز برای φ=۹۰ و مد TE نشان میدهد. از مقایسه شکلها متوجه می شویم برای مد TE هدف مورد نظر برای تمام زوایای مشاهده قابلدستیابی نمیباشد و تنها سطح مقطع راداری کل استوانههای هدف و پوشیده شده با گرافن با هم برابرند.



شکل۱۱: سطح مقطع راداری استوانههای بدون پوشش (سبز)، هدف (قرمز) و پوشیده شده با گرافن (آبی) با طول محدود در مختصات قطبی به ازای فرکانس ۳تراهر تز برای مد TE

۵-نتیجهگیری

در این مقاله با استفاده از گرافن، میدان پراکنده شده از استوانه عایق را بهصورت مطلوب تغییر دادهایم. ابتدا مسئله مربوط به پراکندگی استوانههای پوشیده شده و هدف را برای موج برخوردی با قطبش MT حل نموده و ضرایب پراکندگی آنها را به دست آوردهایم. سپس با برابر قرار دادن این ضرایب، امپدانس سطحی مورد نیاز جهت یکسان شدن سطح مقطع راداری استوانه پوشیده شده با استوانه هدف بهدستآمده است. کنترلپذیری رسانایی گرافن با تغییر پتانسیل شیمیایی آن توسط اعمال ولتاژ، باعث شده است که تغییرات پراکندگی استوانه پوشیده شده با گرافن بهصورت بهینهسازی مقادیر پتانسیل شیمیایی گرافن، مشاهده کردیم که میاشد. علاوه بر این، با وجودیکه محاسبات برای استوانه نامحدود میباشد. علاوه بر این، با وجودیکه محاسبات برای استوانه نامحدود انجام شده بود، نشان دادیم که نتایج برای استوانه محدود نیز قابل استفاده هستند.

مراجع

 C. Rizza, A. Ciattoni, E. Spinozzi, and L. Columbo, "Terahertz active spatial filtering through optically tunable hyperbolic matamaterials," Opt.Lett, vol. 37, no. 16, pp. 3345-3347, Aug. 2012.

 [۲] فرهاد خسروی افوسی، محمدنقی آذرمنش و جواد نورینیا، «بهکارگیری ساختارهای EBG بهمنظور افزایش پهنای باند و دایرکتیویته آنتن مایکرواستریپ»، مجله مهندسی برق دانشگاه تبریز، دوره ۴۳ ،شماره ۲ ، صفحه ۱ – ۸، ۱۳۹۲.
 [۳] ایمان مجیدی، حسین همتی و سیدحسن صدیقی، «طراحی آنتن چهارتایی شکافی فشرده با قطبش دایروی برای بهکارگیری در گیرنده GPS »، مجله مهندسی برق دانشگاه تبریز، دوره ۴۶، شماره ۴، صفحه ۲۹۹–۲۰۶ ، ۱۳۹۵ .

- [4] F.H.L. Koppens, D.E. Chang, and F. Abajo, "Graphene plasmonics: A platform for strong light-matter interactions", Nano Lett., vol. 11, no. 8, pp. 3370-3377, Jul. 2011.
- [5] R. Fleury and A. Alù, "Cloaking and invisibility: A review," Forum Electromagn. Res. Methods Appl. Technol. vol. 1, no. 7, pp. 171-202, 2014.
- [6] J.S. H. Diaz and J. P. Carrier, "Graphene–based plasmonic switches at near infrared frequencies," Opt. Express, vol. 21, no. 13, pp. 15490-15540, Jul 2013.
- [7] A.Vakil and, N. Engheta,"Transformation optics using graphene," Science, vol. 332, no. 6035, pp. 1291–1294, June 2011.
- [8] R. Thomas, Z. Ikonic, and R. W. Kelsall, "Plasmonic enhanced electro-optic stub modulator on a SOI platform," Photon. Nanostructures-Funda. Appl.,vol. 9, no. 1, pp. 101– 107, February 2011.
- [9] P.-Y. Chen, C. Argyropoulos, and A. Alu, "Terahertz antenna phase shifters using integrally-gated graphene

- [14] C. Balanis Advanced Engineering Electromagnetics (New York: Wiley) 3rd edn (1989).
- [15] S. Vellucci, A. Monti, A. Toscano, F. Bilotti, "Scattering Manipulation and Camouflage of Electrically Small Objects through Metasurfaces," Phys. Rev. Appl., vol. 7, no. 3, pp. 034032, March 2017.
- [16] P. Y. Chen, J. Soric, Y. Padooru, H. M. Bernety, A. Yakovlev, A. Alu, "Nanostructured graphene metasurface for tunable terahertz cloaking," New J. Phys. vol. 15, no.12, pp. 123029, December 2013.
- [17] C. F. Bohren and D.R. Huffman, Absorption and Scattering of Light by Small Particles, New York, United States of America: Wiley-Interscience (1998).
- [18] CST Microwave Studio (2016).

transmission-lines," IEEE Trans. Antennas Propag., vol. 61, no. 4, pp. 1528–1537, April 2013.

- [10] L.A. Falkovsky and C. C. Persheguba, "Optical farinfrared properties of a graphene monolayer and multilayer," Physical Review B, vol. 76, no. 15, pp. 153410, October 2007.
- [11] G. W. Hanson. "Dyadic greens functions for an anisotropic, non-local model of biased graphene," IEEE Transactions on Antennas and Propagation. vol. 56, no. 3, pp. 747-757, March 2008.
- [12] G. W. Hanson. "Dyadic greens functions and guided surface waves for a surface conductivity model of graphene." Journal of Applied Physics. vol. 103, no. 6, pp. 064302, March 2008.
- [13] V. P. Gusynin, S. G. Sharapov, and J. P. Carbotte. "Sum rules for the optical and hall conductivity in graphene." Physical Review B, vol. 75, no. 16, pp. 165407, April 2007.