بیست و سومین کنفرانس اپتیک و فوتونیک و نهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران
دانشگاه تربیت مدرس
۱۲-۱۴ بهمن ۱۳۹۵
23rd Iranian Conference on Optics and Photonics and 9th Conference on Photonics Engineering and Technology
Tarbiat Modares University, Tehran, Iran
January 31- February 2, 2017

مطالعه‌ی خواص اپتیکی تیغه‌ی نازک از نانوذرات گرافیت کاشته شده در سیلیکا

ناصر سپهری جوان ، فرانک روحی

گروه فیزیک، دانشگاه محقق اردبیلی، اردبیل، ایران

چکیده - در این مقاله، با استفاده از نظریه‌ی ماکسول-گارنت، گذردهی یک تیغه‌ی نازک سیلیکا شامل نانوذرات گرافیت برای دو نوع جهت-گیری مختلف صفحات اصلی یعنی $E \parallel c$ و $E \perp c$، به‌دست آمده است. ضرایب فرنل عبور، انعکاس و جذب یک موج الکترومغناطیسی از این تیغه، که به صورت عمود بر آن می‌تابد، پرداخته شده است. هم‌چنین تاثیر عواملی مانند ضخامت تیغه و فاصله‌ی بین نانوذرات بر این ضرایب بررسی شده است و نشان داده شده است که در برخی موارد می‌توان ضریب انعکاس را در ناحیه‌ی مرئی به نزدیک صفر رساند که آن را مناسب برای ساخت تیغه‌ی ضدبازتاب می‌سازد.

کلید واژه- ثابت دی الکتریک، ضرایب فرنل، نانوذرات گرافیت، مدل لورنتس-درود، نظریه‌ی ماکسول-گارنت

Investigation of Optical Properties of Thin Slab of Graphite Nanoparticles Doped in Silica

Nasser Spehri Javan, Faranak Rouhi

Department of Physics, University of Mohaghegh Ardabili, Ardabil, Iran

Abstract- In this article, using Maxwell-Garnett theory, permittivity of a thin slab of silica containing graphite nanoparticles inclusion are obtained for two different orientation of basal plans, i. e. $E \parallel c$ andsion, . Transmis $E \perp c$ reflection and absorption Fresnel coefficients are obtained for the normal incidence of electromagnetic wave. Also, effects of parameters like slab thickness and nanoparticle separation on these coefficients are studied and it has been shown that in some cases reflection coefficient can be approximately zero in visible spectrum area which makes it suitable for antireflection slabs application.

Keywords: Dielectric constant, Fresnel coefficients, Graphite nanoparticles, Lorentz-Drude model, Maxwell-Garnett theory

[Downloaded from opsi.ir on 2026-11-08]

این مقاله به شرط در دسترس بودن در وبگاه www.opsi.ir معتبر است.

۱- مقدمه

گرافیت یکی از آلوتروپ‌های کربن است که ساختار لایه-ای دارد. مطالعات انجام یافته نشان می‌دهد که بسته به زاویه‌ی تابش موج الکترومغناطیسی، گرافیت می‌تواند رفتار اپتیکی متفاوتی داشته باشد [۱و۲]. با استفاده از نظریه‌ی ماکسول-گارنت می‌توان گذردهی الکتریکی موثر محیط مرکبی از ذرات مختلف که به صورت کاتوره‌ای در یک محیط میزبان قرار گرفته‌اند، از طریق کسر به‌هم پکیدگی ذرات، به گذردهی الکتریکی ذرات و محیط میزبان مربوط ساخت [۳]. امروزه ساخت نانوکامپوزیت‌ها با استفاده نانوذرات فلزی یا نیمه‌رسانا دارای کاربردهای فراوانی در ایجاد فرامادههایی با ضریب شکست منفی [۴]، ساخت جسم سیاه پلاسمونی [۵]، موجبرهای پلاسمونی [۶]، نامرئی کردن اپتیکی [۷] و همچنین ساخت صفحات ضدبازتاب [۸] می‌باشد.

در این مقاله، ضرایب فرنل تیغه‌ی نازک از سیلیکا که در آن نانوذرات گرافیت با جهت‌گیری‌های متفاوت صفحات اصلی کاشته شده‌اند، بررسی می‌شود و نشان داده می‌شود با تنظیم پارامترهای مسئله می‌توان لایه‌ای ضدبازتاب در ناحیه‌ی مرئی ساخت.

۲- محاسبه‌ی ضریب دی‌الکتریک موثر

تیغه‌ای از سیلیکا را درنظر می‌گیریم که نانوذرات گرافیتی با دو نوع جهت‌گیری مختلف $E\|c$ و $E\perp c$، که در آن c یک محور متقارن است که عمود بر صفحات اصلی می‌باشد، به نسبت مساوی در آن تزریق شده‌اند. با استفاده از نظریه‌ی ماکسول-گارنت و با در دست داشتن ضرایب دی-الکتریکی گرافیت در دو حالت متفاوت می‌توان گذردهی الکتریکی موثر محیط را محاسبه کرد. ابتدا با در نظر گرفتن مدل نوسان‌گر میرای درود- لورنتس برای نانوذرات گرافیت که سهم الکترون‌های آزاد را در ضریب دی‌الکتریک شامل می‌شود، به محاسبه‌ی ضرایب دی‌الکتریک گرافیت می-پردازیم. با استفاده از این مدل برای یک محیط کپه‌ای گرافیت می‌توان نوشت

$$\varepsilon^{f}=1-\frac{{\omega_{pe}}^{2}}{(\omega^{2}+i\Gamma\omega)}, \qquad (۱)$$

که در آن $\omega_{pe}=4\pi n_0 e^2/m$ فرکانس پلاسمایی و Γ ضریب میرایی ناشی از پراکندگی الکترون می‌باشند. با در نظر گرفتن گذارهای اتمی بین لایه‌ها، بایستی سهم ناشی از الکترون‌های مقید ε^{b}، نیز در ضریب دی‌الکتریک منظور گردد. همچنین به واسطه‌ی وجود نیروی بازگرداننده‌ی ناشی از جابجایی ابر الکترونی از یون‌ها در یک نانوذره با ابعاد محدود بایستی جمله‌ی $-\omega_{pe}^2/3$ را به مخرج اضافه شود [۹]، که با این تصحیحات خواهیم داشت

$$\varepsilon_{\perp,\|}=\varepsilon^{b}_{\perp,\|}-\frac{{\omega_{pe\perp,\|}}^{2}}{(\omega^{2}+i\Gamma_{\perp,\|}\omega-\omega^{2}_{pe\perp,\|}/3)}, \qquad (۲)$$

که در آن زیرنویس‌های $\perp$ و $\|$ به‌ترتیب بیان‌گر حالات $E\perp c$ و $E\|c$ می‌باشد. در این‌جا، ما با استفاده از نتایج تجربی [۱] و نتایج بدست آمده از یک مدل تئوری [۲]، که فقط سهم ناشی از الکترون‌های مقید را شامل می‌شود، Γ و ε^{b} را به‌صورت تابعی از فرکانس برای دو حالت $E\perp c$ و $E\|c$ به دست آورده، سپس با استفاده از رابطه‌ی (۲)، ضریب دی‌الکتریک نانوذرات گرافیت را محاسبه کرده‌ایم. هم‌چنین با استفاده از نتایج تجربی به‌دست آمده در مرجع [۱۰]، ضریب شکست سیلیکا را به صورت تابعی از فرکانس به‌دست آورده‌ایم. نظریه‌ی ماکسول-گارنت برای یک محیط مرکب از دو نوع ذره مختلف که در یک محیط میزبان قرار گرفته‌اند، ضریب دی‌الکتریک موثر را به صورت زیر بیان می‌کند

$$\frac{\varepsilon_{eff}-\varepsilon_h}{\varepsilon_{eff}+2\varepsilon_h}=f_1\frac{\varepsilon_1-\varepsilon_h}{\varepsilon_1+2\varepsilon_h}+f_2\frac{\varepsilon_2-\varepsilon_h}{\varepsilon_2+2\varepsilon_h}, \qquad (۳)$$

که در آن، ε_h، ε_1 و ε_2 به ترتیب ضریب دی‌الکتریک محیط میزبان، ذره‌ی نوع اول و ذره‌ی نوع دوم، هم‌چنین $f_{1,2}=4\pi l_{1,2}/3$ کسر به‌هم پکیدگی ذرات، $l_{1,2}=(r_{c1,2}/d_{1,2})^3$، r_c شعاع نانوذرات و d فاصله‌ی بین مراکز نانوذرات می‌باشند. در این‌جا فرض می‌کنیم که ذره‌ی نوع اول، نانوذره‌ی گرافیت با جهت‌گیری $E\perp c$ ($\varepsilon_1=\varepsilon_\perp$) و ذره‌ی نوع دوم نانوذره‌ی گرافیت با جهت‌گیری $E\|c$ ($\varepsilon_2=\varepsilon_\|$) باشد و یک توزیع برابر دارند. با تعریف ضریب شکست مختلط تیغه به‌صورت $\hat{n}=n+ik=\sqrt{\varepsilon_{eff}}$، قسمت حقیقی و موهومی آن را از روابط زیر می‌توان به-دست آورد

$$n=\sqrt{\frac{1}{2}[\mathrm{Re}\,\varepsilon_{eff}+\sqrt{{\mathrm{Re}\,\varepsilon_{eff}}^{2}+{\mathrm{Im}\,\varepsilon_{eff}}^{2}}]}, \qquad (۴)$$

این مقاله به شرط در دسترس بودن در وبگاه www.opsi.ir معتبر است.

[Downloaded from opsi.ir on 2026-11-08]

$$k=\sqrt{\frac{1}{2}[-\mathrm{Re}\,\varepsilon_{eff}+\sqrt{\mathrm{Re}\,\varepsilon_{eff}{}^{2}+\mathrm{Im}\,\varepsilon_{eff}{}^{2}}]}. \qquad (۵)$$

۳- ضرایب فرنل

فرض می‌کنیم که تیغه با ضخامت D در هوا قرار گرفته است. در تابش عمودی ضرایب عبور و انعکاس از روابط زیر به دست می‌آید

$$R=\hat{r}\hat{r}^{*}, \qquad T=\frac{n_3}{n_1}\hat{t}\hat{t}^{*}, \qquad (۶)$$

که $n_1=n_3=1$ و

$$\hat{r}=\frac{\hat{r}_{12}+\hat{r}_{23}e^{i\hat{\beta}}}{1+\hat{r}_{12}\hat{r}_{23}e^{i\hat{\beta}}}, \qquad (۷)$$

$$\hat{t}=\frac{\hat{t}_{12}\hat{t}_{23}e^{(i\hat{\beta}/2)}}{1+\hat{r}_{12}\hat{r}_{23}e^{i\hat{\beta}}}, \qquad (۸)$$

که در آن ها

$$\hat{r}_{12}=\frac{n_2-n_1}{n_2+n_1}, \qquad \hat{r}_{23}=\frac{n_3-n_2}{n_3+n_2}, \qquad (۹)$$

$$\hat{t}_{12}=\frac{2n_1}{n_1+n_2}, \qquad \hat{t}_{23}=\frac{2n_2}{n_2+n_3}, \qquad (۱۰)$$

$$\beta=2D\frac{\omega}{c}n_2, \qquad (۱۱)$$

و n_2 ضریب شکست تیغه می‌باشد.

۴- بحث عددی

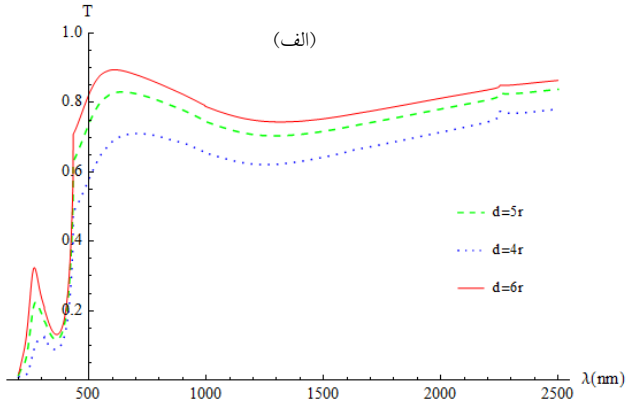
همان‌طور که در بخش‌های قبلی اشاره کردیم فرض می‌کنیم که نانوذرات گرافیت نوع اول و دوم به نسبت مساوی در محیط میزبان قرار گرفته‌اند. فاصله‌ی متوسط بین دو ذره‌ی مشابه را به اندازه‌ی $4r_c$ (متناظر با حالتی که ذرات، در تماس کامل با یکدیگر قرار گرفته‌اند)، $5r_c$ و $6r_c$ در نظر گرفته‌ایم. هم‌چنین اشاره می‌کنیم که حامل‌های رسانش الکترونی در حالت عمود و موازی باهم متفاوت هستند و با توجه به اطلاعات مراجع نتایج به ازای $\hbar\omega_p=0.95eV$ برای حالت $E\perp c$ و $\hbar\omega_p=0.1eV$ برای حالت $E\parallel c$ به دست آمده‌اند. در شکل (۱) ضرایب عبور، انعکاس و جذب برحسب طول موج در واحد نانومتر به ازای سه حالت متفاوت از جدایی ذرات آورده شده است. ملاحظه می‌شود که در طول موج‌های بزرگ (حدودا بزرگ‌تر از $2\mu m$) جذب به مینیمم مقدار خود می‌رسد. همچنین در نواحی طول موجی کمتر از $1200nm$ تفاوت در ضریب بازتاب برای ذرات با جدایی‌های متفاوت چندان نیست ولی این تفاوت در کل ناحیه‌ی طول موجی برای ضرایب عبور و جذب مشهود است. در ناحیه‌ی طول موجی $600nm$ ضریب انعکاس به صفر می‌رسد که این طول موج در ناحیه‌ی اواسط ناحیه‌ی طیف مرئی است. با افزایش فاصله‌ی بین ذرات عبور موج افزایش یافته و جذب کمتر می‌شود. در شکل (۲) تغییرات ضرایب عبور و انعکاس و جذب برحسب طول موج به ازای پنج ضخامت متفاوت از تیغه‌ی کامپوزیتی آورده شده است. ملاحظه می‌شود که افزایش ضخامت بر تمامی ناحیه‌ی طول موجی منجر به افزایش جذب می‌شود ولی چنین روند همواری در مورد تغییرات ضرایب عبور و انعکاس وجود ندارد. بالاترین ضریب عبور در تمامی نواحی طول موجی مربوط به ضخامت $100nm$ می‌باشد. در نواحی طول موجی مرئی و فرابنفش افزایش ضخامت منجر به کاهش عبور می‌شود ولی در نواحی طول موج‌های بزرگ (مادون قرمز) نظم خاصی وجود ندارد. برای تمامی ضخامت‌ها طول‌موج‌هایی وجود دارد که در آن‌ها ضریب انعکاس به صفر میل می‌کند ولی به‌ازای ضخامت‌های $200nm$ و $400nm$ ضریب عبور در طیف مرئی حول‌وحوش $600nm$ ضریب عبور تقریبا صفر می‌شود. برای ضخامت $100nm$ ناحیه‌ای که بازتاب صفر شود وجود ندارد. برای ضخامت‌های $300nm$ و $500nm$ به ترتیب نزدیک طول‌موج‌های $950nm$ و $1750nm$ انعکاس نزدیک صفر می‌شود.

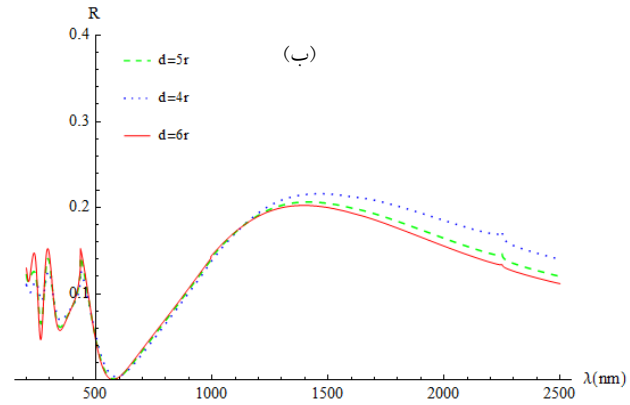
۵- نتیجه‌گیری

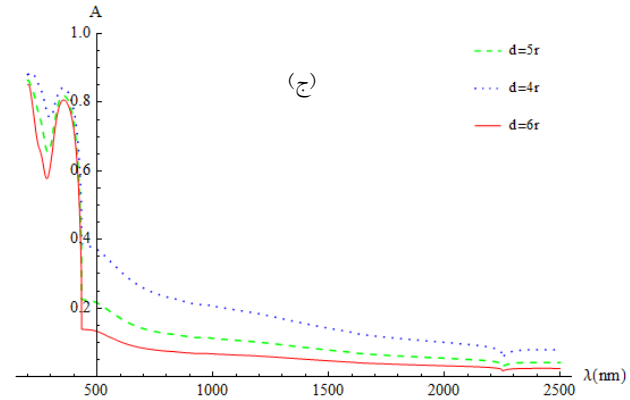
ضرایب عبور، بازتاب و جذب تیغه‌ای از سیلیکا که نانوذرات گرافیت در آن کاشته شده است به صورت تئوری مورد بررسی واقع شد. ملاحظه شد که برای ضخامت‌های $200nm$ و $400nm$ ضریب بازتاب می‌تواند به نزدیک صفر برسد. که این امر می‌تواند در زمینه‌ی تولید لایه‌های ضد بازتاب مورد اقبال واقع شود.

این مقاله به شرط در دسترس بودن در وبگاه www.opsi.ir معتبر است.

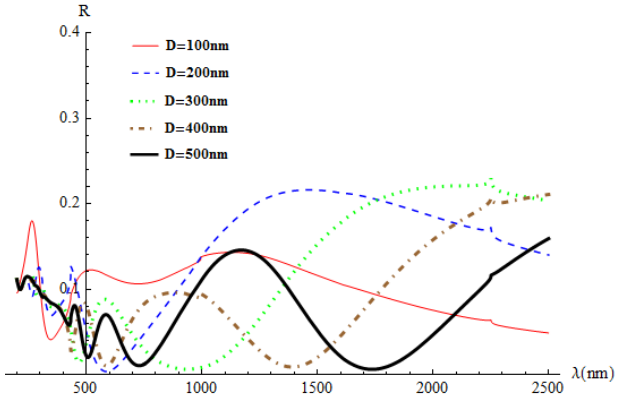
[Downloaded from opsi.ir on 2026-11-08]







شکل۱ : ضرایب الف) عبور، ب) انعکاس و ج) جذب برحسب طول موج به‌ازای مقادیر مختلف جدایی ذرات، $D = 200nm$.



شکل۲ : ضرایب الف) عبور، ب) انعکاس و ج) جذب برحسب طول موج به‌ازای مقادیر مختلف ضخامت تیغه، $d = 4r_c$.

مراجع

[1] E. A. Taft and H. R. Philipp, “Optical properties of Graphite”, Physical Review A, Vol. 138, No. 1, pp. 197-202, 1965.

[2] L. G. Johnson and G. Dresselhaus, “Optical properties of Graphite”, Physical Review B, Vol. 7, No. 6, pp. 2275-2285, 1973.

[3] V. M. Shalaev, *Optical Properties of Nanostructured Random*, p. 3, Springer, 2002.

[4] R. A. Shelby , D. R. Smith , S. Schultz, “Experimental verification of a negative index of reraction”, Science 292 , No. 77, 2001.

[5] V. G. Kravets , F. Schedin , A. N. Grigorenko, “Plasmonic blackbody: Almost complete absorption of light in nanostructured metallic coating ”, Phys. Rev. B, Vol. 78, 2008.

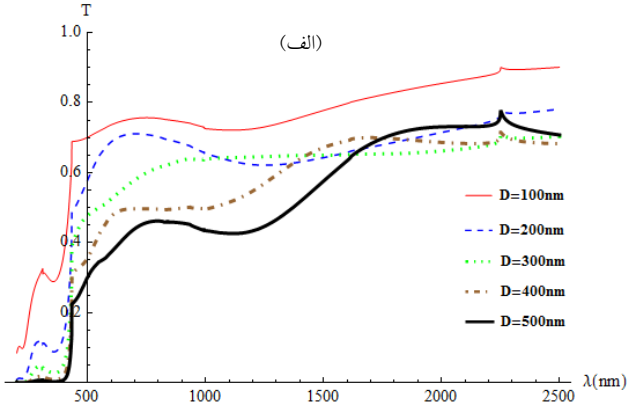
[6] S. I. Bozhevolnyi , V. S. Volkov , E. Devaux , J.-Y. Laluet , T. W. Ebbesen, “Channel plasmon subwavelength components including interferometers and ring resonators ”, Nature 440, No. 508, 2006.

[7] J. B. Pendry , D. Schurig , D. R. Smith, “Contorolling electromagnetic fields”, Science, No. 312, 2006.

[8] L. Malassis and et al., “Topological Darkness in Self-Assembled Plasmonic etamaterials”, Advanced Materials, Vol. 26, 324-330, 2014.

[9] N. Sepehri Javan, “Raman parametric excitation effect upon the third harmonic generation by a metallic nanoparticle lattice”, Applied Physics, No. 118, 2015.

[10] R. Kitamura, L. Pilon and M. Jonasz, “Optical constants of silica glass from extreme ultraviolet to far infrared at near room temperature”, Applied Optics, Vol. 46, No. 33, 8118-8133, 2007.



(ب)

این مقاله به شرط در دسترس بودن در وبگاه www.opsi.ir معتبر است.

[Downloaded from opsi.ir on 2026-11-08]