



## بررسی قطبش پذیری نانولوله‌های کربنی تک دیواره

دلارام کریمی مقدم<sup>۱\*</sup> | افشین مرادی<sup>۲</sup>

۱ گروه فیزیک، دانشگاه آزاد اسلامی واحد ملایر، ملایر، ایران  
۲ گروه فیزیک مهندسی، دانشگاه صنعتی کرمانشاه، کرمانشاه، ایران

**چکیده:** یک مدل نظری برای قطبش پذیری عرضی نرمال شده یک نانولوله‌ی کربنی تک دیواره در تقریب شبه استاتیک ارائه شده است. در این راه، یک نانولوله‌ی کربنی تک دیواره بصورت یک لایه استوانه‌ای بی‌نهایت نازک از الکترون‌های  $\sigma$  و  $\pi$  مدل شده است و تحریک‌های الکترونی بر روی سطح این لایه به وسیله تئوری هیدرودینامیک کوانتومی دو شماره‌ای دو بعدی توصیف شده است. عبارت کلی برای قطبش‌پذیری سامانه با حل معادله‌های لاپلاس و هیدرودینامیک کوانتومی با شرایط مرزی مناسب، به دست آمده است. با استفاده از فرمول قطبش‌پذیری، طیف خاموشی سامانه بررسی شده است که در توافق بسیار خوبی با نتایج پیشین است. بنابراین، روش مبتنی بر تقریب شبه استاتیک ممکن است که به عنوان یک تئوری ساده و توانمند در بررسی خصوصیت‌های نوری نانولوله‌های کربنی در نظر گرفته شود.

**واژگان کلیدی:** تقریب شبه استاتیک، قطبش پذیری، نانولوله‌ی کربنی تک دیواره

\*[karimimoghadam@malayeriau.ac.ir](mailto:karimimoghadam@malayeriau.ac.ir)

خطی و معادله‌های ماکسول در ترکیب با شرایط مرزی مناسب، انتشار امواج پلاسمون پلاریتون‌های سطحی توسط نویسنده حاضر در [۷] بررسی شده است. همچنین، با استفاده از مدل هیدرودینامیک خطی شده دو شماره‌ای و تئوری مای در ترکیب با شرایط مرزی حاکم بر مسأله، پاسخ الکترومغناطیسی یک نانولوله‌ی کربنی تک دیواره به امواج الکترومغناطیسی در مرجع [۸] بررسی و خصوصیت‌های ضریب خاموشی سامانه محاسبه شده است. سپس، با توجه به نتایج و روش ارائه شده در [۸]، پاسخ الکترومغناطیسی چندسازه‌ی از این نانولوله‌های تک دیواره، با محاسبه تابع دی‌الکتریک سامانه به دست آمده است [۹].

هدف از کار حاضر، گسترش مطالعه‌های پیشین [۷-۹] و محاسبه و بررسی قطبش پذیری عرضی نرمال شده یک نانولوله‌ی کربنی تک دیواره است. بدین منظور از مدل هیدرودینامیک کوانتومی خطی دو شماره‌ای در تقریب شبه

### ۱- مقدمه

از زمان کشف نانولوله‌های کربنی تک دیواره [۱]، پژوهش‌های گسترده‌ای در خصوص بررسی ویژگی‌های نوری این مواد دو بعدی صورت گرفته است. در میان این مطالعه‌ها، بررسی رفتار پلاسمونی این مواد به صورت تجربی و تئوری مورد توجه بیشتری قرار گرفته است. در این راستا، با استفاده از روش تجربی طیف‌سنجی کاهش انرژی الکترون، نتیجه گرفته شده است که انرژی تحریک‌های پلاسمونی الکترون‌های نوع  $\pi$  یک نانولوله در گستره  $5/5-7$  eV و انرژی تحریک‌های پلاسمون-های  $\sigma+\pi$  در گستره  $5-21/27$  eV است [۲]. یکی از مدل‌های تئوری برای بررسی این تحریک‌های الکترونی، مدل هیدرودینامیک است که مورد توجه پژوهشگران زیادی بوده است [۳-۶]. همچنین، با استفاده از تئوری هیدرودینامیک



نمی‌شود و در نتیجه می‌توان فرض کرد که سامانه در معرض یک میدان الکتروستاتیکی وابسته به زمان هارمونیک قرار گرفته است. در نتیجه، همان‌طور که در شکل ۱ نشان داده شده است، فرض می‌شود که یک نانولوله کربنی تک دیواره در یک میدان الکتروستاتیکی قرار دارد که در آغاز یکنواخت و در راستای محور  $x$  بصورت  $E = E_0 \hat{e}_x$ ، در غیاب نانولوله و یا در فاصله دوری از آن است. همچنین، ثابت دی‌الکتریک داخل و بیرون سامانه به ترتیب  $\epsilon_1$  و  $\epsilon_2$  فرض می‌شود.

با توجه به آرایش مسأله، پتانسیل الکتریکی در داخل و خارج نانولوله در معادله لاپلاس  $\nabla^2 \Phi = 0$  صدق می‌کنند؛ افزون بر آن با توجه به تقارن سامانه، این پتانسیل‌ها به  $\rho$  و  $\phi$  بستگی دارند و در نتیجه جواب پتانسیل در نواحی داخل و خارج سامانه بصورت زیر نوشته می‌شوند:

$$\Phi(\rho, \phi) = \text{Cos} \phi \begin{cases} A_1 \rho, & \rho \leq a \\ -E_0 \rho + A_2 \rho^{-1}, & \rho \geq a \end{cases} \quad (1)$$

که در آن ضرایب  $A_1$  و  $A_2$  باید تعیین شوند. توجه می‌کنیم که در رابطه (۱) در بیرون نانولوله، برای پتانسیل دو جمله در نظر گرفته شده است. جمله اول به میدان بیرونی  $E = E_0 \hat{e}_x$  وابسته است و جمله دوم به حضور نانولوله در میدان خارجی مربوط می‌شود. با توجه به شرایط مرزی حاکم بر مسأله، در سطح نانولوله پتانسیل الکتریکی پیوسته است، اما به دلیل وجود چگالی بار اختلالی بر سطح سامانه مؤلفه عمودی میدان جابجایی ناپیوسته است، بنابراین می‌توان نوشت:

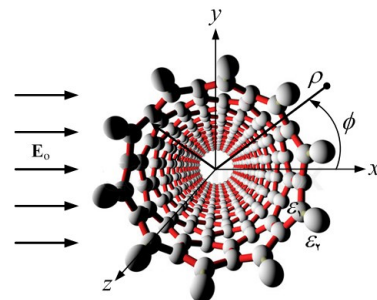
$$\Phi_1|_{\rho=a} = \Phi_2|_{\rho=a}, \quad (2)$$

$$\epsilon_2 \left. \frac{\partial \Phi_2}{\partial \rho} \right|_{\rho=a} - \epsilon_1 \left. \frac{\partial \Phi_1}{\partial \rho} \right|_{\rho=a} = \frac{e}{\epsilon_0} \sum_{v=\pi, \sigma} n_v, \quad (3)$$

استاتیک استفاده می‌شود. همچنین، پس از محاسبه قطبش پذیری سامانه، با استفاده از نتیجه به دست آمده، سطح مقطع خاموشی یک نانولوله کربنی تک دیواره در روشی متفاوت با [۸] محاسبه خواهد شد. لازم به ذکر است که قطبش پذیری نانولوله‌های کربنی با استفاده از مدل همبسته قوی در مرجع [۱۰] مطالعه شده است. اما مزیت استفاده از روش حاضر، سادگی توصیف مسأله و بررسی ساده‌تر این ویژگی نوری سامانه است.

## ۲- تئوری و محاسبات

یک نانولوله کربنی تک دیواره به صورت یک لایه استوانه‌ای بی‌نهایت نازک، بلند و پوشیده شده از یک پلاسمای الکترونی حاوی الکترون‌های نوع  $\pi$  و  $\sigma$  (به ترتیب با چگالی‌های سطحی بار غیر اختلالی  $n_{\pi} = 3.8 \times 10^{23} \text{nm}^{-2}$  و  $n_{\sigma} = 3.8 \times 10^{23} \text{nm}^{-2}$ ) در دستگاه مختصات استوانه‌ای  $\mathbf{r} = (\rho, \phi, z)$  در نظر گرفته می‌شود و فرض می‌شود که محور نانولوله در راستای محور  $z$ ها باشد.



شکل ۱. نمای طرحواره یک نانولوله کربنی تک دیواره در یک میدان الکتروستاتیک در دستگاه مختصات استوانه‌ای.

برای بررسی پاسخ نوری سامانه، فرض می‌شود که این نانولوله تحت تأثیر یک میدان الکترومغناطیسی قرار گیرد. اما با توجه به کوچکی سامانه در مقابل با طول موج میدان الکترومغناطیسی احاطه کننده آن، برای بررسی مسأله می‌توان از تقریب شبه استاتیک استفاده کرد. در این تقریب، در عمل نوسان‌های مکانی میدان خارجی با نانولوله مشاهده



میرایی  $(\gamma_v)$  ناشی از پراکندگی آن با یون‌های زمینه است. در این مرحله، با فرض یک وابستگی وابسته به زمان هارمونیک برای همه کمیت‌ها به صورت  $e^{-i\omega t}$  (که در آن  $\omega$  نشان‌دهنده فرکانس نوسان است)، با استفاده از روابط ۱، ۳ - ۵، بعد از حذف جابجایی زاویه‌ای اختلالی  $\delta\phi_v$  می‌توان نوشت:

$$n_v = -\frac{\varepsilon_v \omega_{pv}}{ea \Omega_v} \Phi|_{\rho=a} \quad (7)$$

که در آن  $\Omega_v = \omega(\omega + i\gamma) - \frac{\alpha_v}{a} - \frac{\beta_v}{a}$

با جایگذاری رابطه (۷) در رابطه  $\omega_{pv} = \left(\frac{e^2 n_v}{\varepsilon m_v a}\right)^{1/2}$  است.

(۳) و استفاده از روابط (۱) و (۲)، ثابت‌های  $A_+$  و  $A_-$  محاسبه شده و میدان‌های الکتریکی خارج و داخل نانو لوله به صورت زیر نوشته می‌شوند:

$$E_r = \hat{e}_x E + \hat{e}_x E \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_r - \sum_{v=\pi,\sigma} \frac{\omega_{pv}}{\Omega_v} a^r}{\varepsilon_1 + \varepsilon_r - \sum_{v=\pi,\sigma} \frac{\omega_{pv}}{\Omega_v} \rho^r} (1 - 2 \sin^2 \phi) \quad (8)$$

$$+ 2 \hat{e}_y E \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_r - \sum_{v=\pi,\sigma} \frac{\omega_{pv}}{\Omega_v} a^r}{\varepsilon_1 + \varepsilon_r - \sum_{v=\pi,\sigma} \frac{\omega_{pv}}{\Omega_v} \rho^r} \sin \phi \cos \phi.$$

$$E_\phi = \hat{e}_x \frac{2\varepsilon_r}{\varepsilon_1 + \varepsilon_r - \sum_{v=\pi,\sigma} \frac{\omega_{pv}}{\Omega_v}} E_r \quad (9)$$

در تقریب شبه استاتیک، گشتاور دو قطبی القایی  $\mathbf{p}$  در یک نانولوله‌ی کربنی تک دیواره در معرض یک میدان خارجی  $E_0$  از رابطه

به‌طوریکه اندیس‌های ۱ و ۲ به ترتیب معرف نواحی داخل و بیرون نانولوله هستند. همچنین،  $e$  نشان‌دهنده بار الکتریکی الکترون،  $\varepsilon$  ضریب گذردهی خلاء و  $n_v$  نمایش دهنده چگالی اختلالی مرتبه نخست پلاسمای الکترونی نوع  $v$  (یعنی الکترون‌های  $\pi$  و  $\sigma$ ) است. برای محاسبه  $n_v$ ، با توجه به مدل هیدرودینامیک کوانتومی خطی دو شارهای برای سامانه حاضر می‌توان نوشت:

$$\frac{\partial^2 \delta\phi_v}{\partial t^2} = \frac{e}{m_v a} \frac{\partial \Phi}{\partial \phi} \Big|_{\rho=a} \quad (4)$$

$$- \frac{\alpha_v}{n_v a} \frac{\partial n_v}{\partial \phi} + \frac{\beta_v}{n_v a} \frac{\partial^2 n_v}{\partial \phi^2} - \gamma_v \frac{\partial \delta\phi_v}{\partial t},$$

$$n_v + n_{-v} \frac{\partial \delta\phi_v}{\partial \phi} = 0, \quad (5)$$

$$\nabla^2 \Phi(\mathbf{r}) = \begin{cases} 0, & \rho \neq a, \\ \sum_{v=\pi,\sigma} \frac{en_v}{\varepsilon}, & \rho = a, \end{cases} \quad (6)$$

به‌طوری که در روابط بالا  $\delta\phi_v$  معرف جابجایی زاویه‌ای اختلالی مرتبه نخست شار الکترونی  $v$  در سطح نانو لوله  $m_v$  معرف جرم مؤثر الکترون نوع  $v$  است. جمله اول سمت راست رابطه (۴) نشان‌دهنده نیروی الکتریکی وارد بر شار الکترونی  $v$  در سطح سامانه است. جمله دوم بیانگر فشار الکترونی ناشی از برهم‌کنش داخلی شار الکترونی با ضریب  $\alpha_v = \frac{v_{Fv}}{\sqrt{2}}$  است که در آن  $v_{Fv} = \frac{\hbar k_{Fv}}{m_v}$  نشان‌دهنده سرعت

فرمی الکترون نوع  $v$  ( $\hbar$  برابر با ثابت پلانک  $h$  تقسیم بر  $2\pi$  است) و  $k_{Fv} = (2\pi n_v)^{1/2}$  معرف عدد موج فرمی الکترون نوع  $v$  است. همچنین، جمله سوم از اثر پراش کوانتومی وابسته به  $\hbar$  می‌آید و فشار کوانتومی را نشان می‌دهد. این جمله که در آن  $\beta_v = \frac{\hbar}{2m_v}$  است، گاهی پتانسیل بوهم خوانده می‌شود [۱۱]. جمله آخر بیانگر میرایی الکترون نوع  $v$  (با ضریب



$\gamma_v = 0.001 \omega_{pv}$  باشد. همان طور که می توان دید، قطبش-

پذیری سامانه در شرایطی که عبارت  $\varepsilon_1 + \varepsilon_r - \sum_{v=\pi,\sigma} \frac{\omega_{pv}^2}{\Omega_v^2}$  در مخرج رابطه (۱۱) کمینه است، به بیشینه مقدار خود می رسد. همچنین می توان دید که با افزایش شعاع سامانه، قله های نمودار به سمت فرکانس های با انرژی کمتر جابجا می شوند، اگر چه این انتقال برای قله حاصل از تشدید پلاسمون های  $\pi$  نسبت به تشدید پلاسمون های  $\sigma + \pi$  کوچکتر است. باید توجه نمود که کمینه مخرج رابطه ۱۱ در موردی که بخش موهومی  $\alpha$  بسیار کوچک و یا دارای تغییرات آرام است، می تواند به صورت زیر نوشته شود:

$$\varepsilon_1 + \varepsilon_r - \sum_{v=\pi,\sigma} \frac{\omega_{pv}^2}{\omega^2 - \frac{\alpha_v^2}{a^2} - \frac{\beta_v^2}{a^2}} = 0 \quad (12)$$

در قدم آخر، با توجه به مقدار قطبش پذیری سامانه، برای سطح مقطع پراکندگی و خاموشی توسط نانولوله می توان نوشت [۱۲ و ۱۳]:

$$Q_{sca} = \frac{\pi^2}{4} \varepsilon_r^{2/2} \left( \frac{a\omega}{c} \right)^2 |\alpha|^2 \quad (13)$$

$$\frac{\pi^2}{4} \varepsilon_r^{2/2} \left( \frac{a\omega}{c} \right)^2 \frac{\left[ \varepsilon_1 - \varepsilon_r - \sum_{v=\pi,\sigma} \frac{\omega_{pv}^2}{\Omega_v^2} \right]^2}{\left[ \varepsilon_1 + \varepsilon_r - \sum_{v=\pi,\sigma} \frac{\omega_{pv}^2}{\Omega_v^2} \right]^2}$$

$$Q_{ext} = -\pi \varepsilon_r^{1/2} \frac{a\omega}{c} \text{Re}[i\alpha] =$$

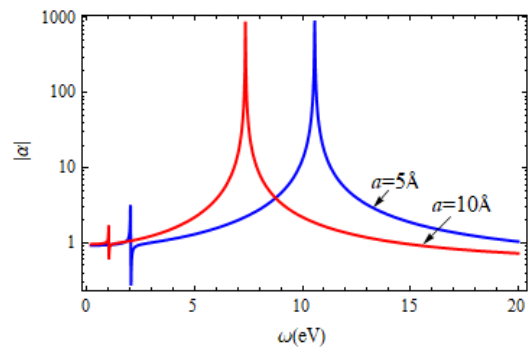
$$-\pi \varepsilon_r^{1/2} \frac{a\omega}{c} \text{Re} \left[ i \frac{\left[ \varepsilon_1 - \varepsilon_r - \sum_{v=\pi,\sigma} \frac{\omega_{pv}^2}{\Omega_v^2} \right]}{\left[ \varepsilon_1 + \varepsilon_r - \sum_{v=\pi,\sigma} \frac{\omega_{pv}^2}{\Omega_v^2} \right]} \right] \quad (14)$$

$$p = E_r - E_i = \alpha E \quad (10)$$

محاسبه می شود [۱۱] که در آن میدان الکتریکی در بیرون نانولوله در شرایط  $\rho = a$  و  $\phi = 0$  است. بنابراین، با استفاده از رابطه ۱۰ قطبش پذیری سامانه به صورت زیر نوشته می شود:

$$\alpha = \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_r - \sum_{v=\pi,\sigma} \frac{\omega_{pv}^2}{\Omega_v^2}}{\varepsilon_1 + \varepsilon_r - \sum_{v=\pi,\sigma} \frac{\omega_{pv}^2}{\Omega_v^2}} \quad (11)$$

رابطه بالا، نشان دهنده قطبش پذیری دو قطبی عرضی نرمال شده یک نانولولهی کربنی تک دیواره در تقریب شبه استاتیک است که تا آن جایی که نویسنده آگاه است برای نخستین بار با روش مذکور محاسبه شده است.



شکل ۲. (رنگی در نسخه الکترونیکی) اندازه قطبش پذیری  $\alpha$  در دو نانولوله کربنی تک دیواره با شعاع های  $a = 5 \text{ \AA}$  و  $a = 10 \text{ \AA}$  نسبت به فرکانس، وقتی که  $\gamma_v = 0.001 \omega_{pv}$  و  $m_v = m_e$ ،  $\varepsilon_r = 3$ ،  $\varepsilon_1 = 1$

شکل ۲ اندازه  $\alpha$  را نسبت به فرکانس برای دو نانولوله با شعاع های  $a = 5 \text{ \AA}$  و  $a = 10 \text{ \AA}$  نشان می دهد. توجه می شود که در رسم شکل، جرم مؤثر الکترون های  $\pi$  و  $\sigma$  برابر با جرم یک الکترون آزاد، یعنی  $m_e$  در نظر گرفته شده است [۶]، همچنین، فرض شده است که  $\varepsilon_1 = 1$  و  $\varepsilon_r = 3$

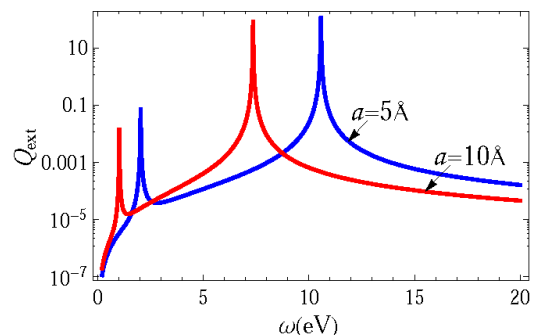


بررسی شد. جمله مربوط به پتانسیل بوهم، برای تکمیل شکل مربوط به معادله‌های مدل هیدرودینامیک، نیز به روابط مرتبط افزوده شد. نتایج عددی مسأله نشان می‌دهد که برخلاف مورد نانوسیم‌ها، پتانسیل بوهم به طور کامل تحت تأثیر جمله فشار الکترونی ناشی از برهم‌کنش آن‌ها قرار گرفته است و به عبارتی در نتایج عددی نقشی ندارد. افزون بر این، با استفاده از فرمول قطبش‌پذیری محاسبه شده، روابط مربوط به سطح مقطع پراکندگی و خاموشی سامانه نیز ارائه شد. با توجه به محاسبه‌های انجام شده، شکل جدید رابطه مربوط به سطح مقطع خاموشی سامانه در مقایسه با فرمول‌بندی قبلی ارائه شده در مرجع [۸] به مراتب از کلیت و سادگی بیشتری برخوردار بوده و نتایج عددی در هر دو روش، برای روابط مربوط به سطح مقطع پراکندگی و خاموشی سامانه نتایج یکسانی را به دست می‌دهد. که این بررسی نشان‌دهنده توانایی قابل ملاحظه تئوری شبه استاتیک در بررسی‌های الکترومغناطیسی نانولوله‌های کربنی است.

### مراجع

- [1] S. Iijima, Helical microtubules of graphitic carbon, *Nature*, 354, 56-58, 1991.
- [2] T. Pichler, M. Knupfer, M. S. Golden, J. Fink, A. Rinzler, and R. E. Smalley, Localized and delocalized electronic states in single-wall carbon nanotubes, *Phys. Rev. Lett*, 80, 4729-4732, 1998.
- [3] C. Yannouleas, E. N. Bogachek, U. Landman, Collective excitations of multishell carbon microstructures: Multishell fullerenes and coaxial nanotubes, *Phys. Rev. B*, 53, 10225-10236, 1996.
- [4] X. Jiang, Collective plasmon excitations in graphene tubules, *Phys. Rev. B*, 54, 13487-13490, 1996.

با توجه به اینکه تأثیرات پراکندگی سامانه در شعاع‌های کوچک در مقابل با تأثیرات جذب سامانه کوچک است، بنابراین در شکل ۳، فقط نمودار مربوط به سطح مقطع خاموشی که ناشی از جذب سامانه است، برای دو نانولوله با شعاع‌های  $a = 5 \text{ \AA}$  و  $10 \text{ \AA}$  ارائه شده است. برای دیگر پارامترها از مقادیر در شکل ۲ استفاده شده است. در این نمودار نیز دو قله به واسطه تشدید پلاسمون‌های سطحی با انرژی پائین  $\pi$  و انرژی بالای  $\sigma + \pi$  مشاهده می‌شود.



شکل ۳. (رنگی در نسخه الکترونیکی) سطح مقطع خاموشی در دو نانولوله کربنی

تک دیواره با شعاع‌های  $a = 5 \text{ \AA}$  و  $10 \text{ \AA}$  نسبت به فرکانس، وقتی که

$$\gamma_v = 0/00 \omega_{pv} \text{ و } m_v = m_e, \epsilon_v = 3, \epsilon_1 = 1$$

### ۳- نتیجه‌گیری

به تازگی در مرجع [۱۱] قطبش‌پذیری نانوسیم‌ها در حضور اثر کوانتومی پتانسیل بوهم بررسی شده است. نتایج پژوهش مذکور نشان می‌دهد که تصحیح‌های کوانتومی مربوط به پتانسیل بوهم اثر قابل توجهی در پاسخ نوری یک نانوسیم دارد. در کار حاضر تا آنجا که نویسنده آگاه است، برای اولین بار با استفاده از تئوری هیدرودینامیک خطی دو شماره‌ای در ترکیب با تقریب شبه استاتیک و شرایط مرزی مناسب، قطبش‌پذیری دو قطبی عرضی نرمال شده نانولوله‌های کربنی تک دیواره



walled carbon nanotube composites: two-fluid model, *Phys. Plasmas* 22, 122104, 2015.

[10] L. X. Benedict, S. G. Louie, M. L. Cohen, Static polarizabilities of single-wall carbon nanotubes, *Phys. Rev. B* 52, 8541-8549, 1995.

[11] A. Moradi, Quantum nonlocal polarizability of metallic nanowires, *Plasmonics* 10, 1225-1230, 2015.

[12] C. F. Bohren, D. R. Huffman, Absorption and scattering of light by small particles, Wiley, New York, 1983.

[13] A. Moradi, Extinction properties of metallic nanowires: quantum diffraction and retardation effects, *Phys. Lett. A* 379, 2379-2383, 2015.

[5] T. Stöckli, J. M. Bonard, A. Chatelain, Z. L. Wang and P. Stadelmann, Collective oscillations in a single-wall carbon nanotube excited by fast electrons, *Phys. Rev. B*, 64, 115424, 2001.

[6] D.J. Mowbray, Z. L. Miskovic, F.O. Goodman, Y.-N. Wang, Interactions of fast ions with carbon nanotubes: Two-fluid model, *Phys. Rev. B*, 70, 195418, 2004.

[7] A. Moradi, Surface plasmon-polariton modes of metallic single-walled carbon nanotubes, *Photonics Nanostruct. Fundam. Appl.* 11, 85-88, 2013.

[8] A. Moradi, Extinction properties of single-walled carbon nanotubes: two-fluid model, *Phys. Plasmas* 21, 032106, 2014.

[9] A. Moradi, H. R. Zangeneh, F. Karimi Moghadam, Effective permittivity of single-



# Investigation of Polarizability of single-walled carbon nanotubes

Delaram Karimi Moghadam<sup>\*a</sup>, Afshin Moradi<sup>b</sup>

<sup>a</sup> Department of Physics, Islamic Azad University Malayer Branch, Malayer, Iran

<sup>b</sup> Department of Engineering Physics, Kermanshah University of Technology, Kermanshah, Iran

**Abstract:** A theoretical model for the normalized transversal polarizability of a single-walled carbon nanotube is presented within the framework of the quasi-static approximation. In this way, a single-walled carbon nanotube is modeled by an infinitesimally thin cylindrical shell of the  $\pi$  and  $\sigma$  electrons and electronic excitations of this shell is described by means of the two-dimensional two-fluid quantum hydrodynamic theory. General expression of polarizability of system is obtained, by solving Laplace and quantum hydrodynamic equations with appropriate boundary conditions. By using the polarizability formula, the extinction spectrum of system is investigated which is in fair agreement with the previous results. Therefore, the approach based on the quasi-static approximation may be considered as a simple and robust formalism for the investigation of optical properties of carbon nanotubes.

**Keywords:** Quasi-static approximation, Polarizability, Single-walled carbon nanotube