

ИССЛЕДОВАНИЕ НА ОСНОВЕ МОДЕЛИ КР-ТИПА ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОННЫХ РЕЗОНАНСОВ В КРУГОВОМ ПУЧКЕ ИЗ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ НАНОТРУБОК

Жолниров С.Е., Садыков Н.Р.

ФГАОУ ВО «Снежинский физико-технический институт Национального исследовательского ядерного университета МИФИ», Челябинская обл.
semyon422@gmail.com

Аннотация

В работе метод многих тел и эквивалентный многослойный подход для почти круглого пучка плотно упакованных идентичных УНТ обобщен на непрерывную модель кр-типа. На её основе реализован численный метод поиска параметров направляемой волны в пучке нанотрубок: резонансной частоты колебаний и собственных функций огибающей амплитуды поверхностного тока нанотрубок в пучке. Получены коэффициенты замедления волны для азимутально-симметричных направляемых волн, скаляр поляризуемости и эффективность антенны для пучка УНТ конечной длины. Результаты, полученные на основе непрерывной модели кр-типа, дают достаточно хорошее согласие с подходом эквивалентной многооболочки и методом многих частиц.

Ключевые слова: коэффициенты замедления, упакованный пучок углеродных нанотрубок, электромагнитные волны, непрерывная модель кр-типа, поляризуемость.

INVESTIGATION BASED ON A MODEL OF KP-TYPE OF SURFACE PLASMON RESONANCES IN A CIRCULAR BUNDLE OF METAL NANOTUBES

Jolnirov S.E., Sadykov N.R.

Snezhinsk Physics Technology Institute of the National Research Nuclear University MEPHI, Chelyabinsk region

In this paper, the many-body method and the equivalent multishell approach for an almost circular bundle of closely packed identical CNTs are generalized to a continuum model of kp-type. On its basis, a numerical method has been implemented to search for the parameters of a guided wave in a nanotube bundle: the resonant frequency and the eigenfunctions of the envelope amplitude of the surface current of nanotubes in the bundle. The slow-wave coefficients for azimuthally symmetric guided waves, the polarizability scalar, and the antenna efficiency for a CNT beam of finite length are obtained. The results obtained on the basis of the continuum model of kp-type are in good agreement with the equivalent multishell approach and the many-body method.

Keywords: slow-wave coefficients, packed bundle of carbon nanotubes, electromagnetic waves, continuum model of kp-type, polarizability.

Мы используем разложение в ряд Тейлора по аналогии с непрерывной моделью кр-типа [1, 2], чтобы получить равенство для вектора Герца $\tilde{\Pi}_s$ s -нанотрубок в окрестности УНТ с индексом m

$$\sum_{s=1}^6 \tilde{\Pi}_s = 6\tilde{\Pi}_m + \frac{3}{2} \left(R^{(z)} \right)^2 \Delta_{\perp} \tilde{\Pi}_m, \quad (1)$$

где нанотрубки расположены в вершинах гексагена на расстоянии $R^{(z)}$ от m нанотрубки. В (1) второе слагаемое в правой части значительно меньше первого слагаемого.

Получена задача на собственные значения частоты W_{Mn} колебаний направляемых мод и собственных функций $\tilde{\Pi}_{Mn}^{(m)} \propto \exp(-iW_{Mn}t)$

$$W_{Mn}^2 \left[\frac{1}{\beta_m^2} + \left(\frac{\omega_{Mn}}{h_m \beta_m c} \right)^2 \right] \tilde{\Pi}_{Mn}^{(m)} + i\nu W_{Mn} \left(\frac{1}{\beta_m^2} - 1 \right) \tilde{\Pi}_{Mn}^{(m)} + c^2 \left[1 + \left(\frac{\omega_{Mn}}{h_m \beta_m c} \right)^2 \right] \frac{\partial^2}{\partial z^2} \tilde{\Pi}_{Mn}^{(m)} = 0. \quad (2)$$

Из (2) при $\nu / W_{Mn} \ll 1$ следует выражение для коэффициента замедления в пучке нанотрубок

$$\frac{1}{\beta_{Mn}} = \frac{h_{Mn} c}{W_{Mn}} = \frac{\left\{ 1 + [\omega_{Mn} / (h_m c)]^2 \right\}^{1/2}}{\omega_{Mn} / (h_m c)} + i \frac{\nu / (2W_{Mn})}{[\omega_{Mn} / (h_m c)] \left\{ 1 + [\omega_{Mn} / (h_m c)]^2 \right\}^{1/2}}. \quad (3)$$

Выражение (3) является обобщением волноводного числа уединенной нанотрубки $\beta_m = \omega / (ch_m)$.

Получено однородное уравнение, которое позволяет определить собственные значения и собственные функции различных направляемых мод

$$\frac{\partial^2 \tilde{\Pi}_m}{\partial t^2} + \nu \frac{\partial \tilde{\Pi}_m}{\partial t} + \tilde{y}_3 h_m^2 \beta_m^2 c^2 \tilde{\Pi}_m + \frac{1}{4} \tilde{y}_4 h_m^2 \beta_m^2 c^2 L^2 \Delta_{\perp} \tilde{\Pi}_m = 0, \quad (4)$$

где

$$\tilde{y}_3 = 1 + (\kappa_m / h_m)^2 \sum_{\chi} N_m^{(\chi)} y_1^{(\chi)}, \quad \tilde{y}_4 = (\kappa_m / h_m)^2 \sum_{\chi} N_m^{(\chi)} y_2^{(\chi)}, \quad (5)$$

$$y_1^{(\chi)} = I_0(\kappa R) K_0(\kappa R^{(\chi)}) / K_0(\kappa R), \quad y_2^{(\chi)} = \frac{(R^{(\chi)})^2}{L^2} \frac{I_0(\kappa R) K_0(\kappa R^{(\chi)})}{K_0(\kappa R)}.$$

Из краевого условия и (2) получаем собственные функции мод и закон дисперсии для направляемых мод

$$\tilde{\Pi}(t, \rho, \varphi) = \sum_{Mn} \Lambda_{Mn} J_M \left(z_{Mn} \frac{\rho}{R_b} \right) \exp(-iW_{Mn}t) \times \exp[-i\omega_{Mn}t + i(n\varphi + \Phi_1)],$$

$$W_{Mn}^2 + \frac{i\nu W_{Mn}}{1 + [\omega_{Mn} / (h_m c)]^2} = \frac{h_{Mn}^2 c^2 [\omega_{Mn} / (h_m c)]^2}{1 + [\omega_{Mn} / (h_m c)]^2} = 0, \quad (6)$$

$$\omega_{Mn}^2 = \tilde{y}_3 h_m^2 \beta_m^2 c^2 \left(1 - \frac{\tilde{y}_4 L_m^2}{\tilde{y}_3 (2R_b)^2} z_{Mn}^2 \right) - \nu^2 / 4.$$

На рис. 2 приведены зависимости функций $y_1^{(\chi)}$ и $y_2^{(\chi)}$ от величины $R^{(\chi)} / L$ при $d_0 / L = 0.1$.

На рис. 3 приведена зависимость функций $y_3(\rho)$ и $y_4(\rho)$ от величины ρ / R_b .

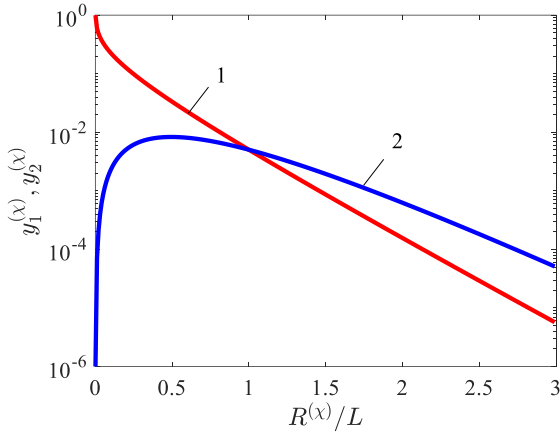


Рис. 2. Зависимость функций $y_1^{(x)}$ (кривая 1 – красная кривая) и $y_2^{(x)}$ (кривая 2 – синяя кривая) от величины $R^{(x)} / L$.

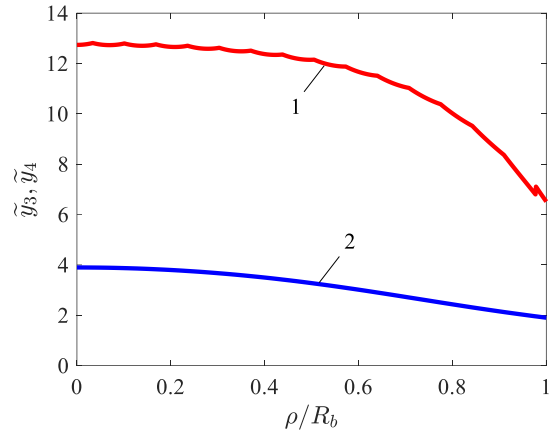


Рис. 3. Зависимость функций $y_3(\rho)$ (кривая 1 – красная кривая) и $y_4(\rho)$ (кривая 2 – синяя кривая) от величины ρ / R_b .

На рис. 4 с учетом краевого условия при $d_0 / L = 0.1$ и $N = 804$ приведена зависимость собственных функций уравнения (4), которые соответствуют радиальной части вектора Герца $\tilde{\Pi}_{Mn}(\rho) \sim J_M(z_{Mn}\rho / R_b)$ из равенства (6) в произвольных единицах.

На рис. 5 приведена зависимость реальной части и мнимой части коэффициента замедления $\text{Re}(\beta_{0,1})$ от числа нанотрубок N , где $N \leq 10^4$.

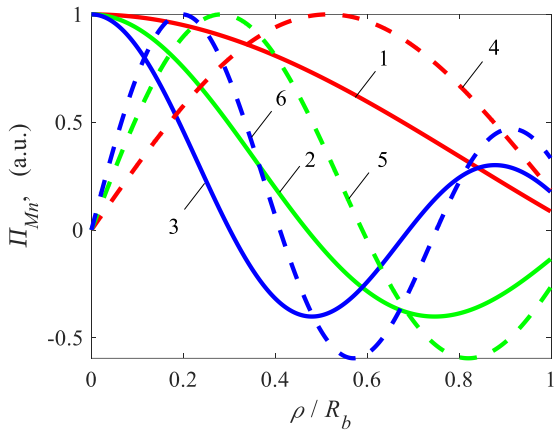


Рис. 4. Зависимость собственных функций уравнения (4), которые соответствуют радиальной части вектора Герца $\tilde{\Pi}_{Mn}$ из равенства (6) в произвольных единицах.

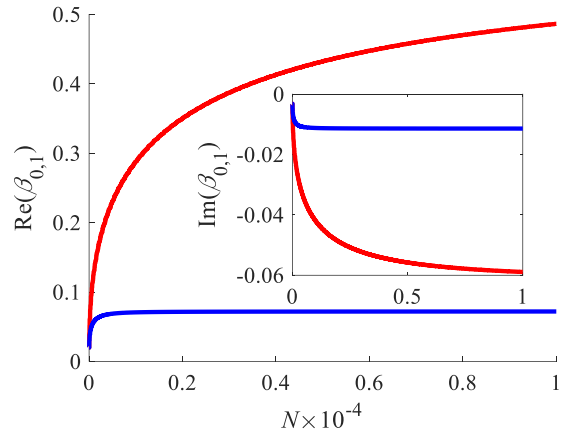


Рис. 5. Зависимость реальной $\text{Re}(\beta_{0,1})$ и мнимой $\text{Im}(\beta_{0,1})$ частей коэффициента замедления от числа нанотрубок N .

Непрерывная модель кр-типа дает скаляр поляризуемости и эффективность антенны для пучка УНТ конечной длины в длинноволновом режиме в широком частотном диапазоне, охватывающем терагерцовый и ближний инфракрасный режимы

$$\alpha = \frac{2\pi i}{\omega E_z(0)} \int_0^{R_b} \rho \int_{-L/2}^{L/2} j(z) dz. \quad (7)$$

В работе [3] $\kappa R^{(x)} \ll 1$ ($\kappa R_b \ll 1$), $R_{\max}^{(x)} / R \approx 10$, т. е. $y_1^{(x)} \sim 1$, $y_2^{(x)} \ll 1$. С учетом (5) из (6) получаем, что $\tilde{y}_3 \approx N$, $\omega_{Mn} \sim \omega_m \sqrt{N}$, т. е. зависимость реальной части коэффициента замедления направляемой волны $\text{Re} \beta_{Mn} \sim \sqrt{N} \text{Re} \beta_0$, от числа нанотрубок N

в пучке, где $\beta_0 = \text{Re}(k / \kappa)$. Именно такая зависимость была получена в работе [4] (см. Рис. 4).

При выполнении условий $v \ll \omega_{Mn}$, $\omega_{Mn} / (h_m c) \ll 1$ из (3) следует, что коэффициент замедления имеет вид

$$\beta_{Mn} = \frac{\sqrt{(\omega_{Mn})^2 + v^2 / 4}}{h_m c} = \beta_m \sqrt{\tilde{y}_3 \left(1 - \frac{\tilde{y}_4 L_m^2}{\tilde{y}_3 (2R_b)^2} z_{Mn}^2 \right)}. \quad (8)$$

Использованные источники

1. A. Onipko and L. Malysheva, Electron Spectrum of Graphene Macromolecule Revisited, Phys. Status Solidi 255 (2017) 1700248.
2. N. R. Sadykov and N. A. Skorkin, Atmospheric and Oceanic Optics, 2013, Vol. 26, No. 6, pp. 532–538;
3. G. W. Hanson, IEEE Trans. Antennas Propag. 53, 3426 (2005).
4. M. V. Shuba and S. A. Maksimenko, A. Lakhtakia, PHYSICAL REVIEW B 76, 155407 (2007)