

ПОВЕРХНОСТНЫЕ ВОЛНЫ НА ГРАНИЦЕ ДИЭЛЕКТРИКА
И АНИЗОТРОПНОГО НАНОКОМПОЗИТА

Л.Д. Филатов, Д.И. Семенцов
Ульяновский государственный университет
Lenfilatovv@yandex.ru

Исследование нанокompозитных сред (НКС) в настоящее время является очень важным направлением в физике. На основе указанных сред в настоящее время создаются новые материалы с заданными структурными и электродинамическими свойствами, которые определяются размером, формой и упорядоченностью составляющих их наночастиц, а так же степенью наполненности содержащих их объемных материалов. Известно, что в области частот, где диэлектрическая проницаемость (ДП) одной из граничащих сред принимает отрицательные значения, вдоль плоской границы раздела возможно распространение поверхностных волн (ПВ). В настоящей работе исследуются особенности распространения ПВ вдоль плоской границы раздела диэлектрика и НКС с эллипсоидальной формой металлических наночастиц, используемых в качестве наполнителя.

Пусть область $z > 0$ занимает диэлектрик с ДП $\epsilon_1 = const$ в исследуемой частотной области. Область $z < 0$ занимает НКС с эффективной ДП, отвечающей модели Максвелла-Гарнета [1]:

$$\epsilon_{ef} = \epsilon_m \left(1 + \frac{\eta(\epsilon_p - \epsilon_m)}{\epsilon_m + g(1-\eta)(\epsilon_p - \epsilon_m)} \right). \quad (1)$$

Здесь ϵ_m – ДП матрицы, которую считаем постоянной и действительной величиной; частотная зависимость ДП металлических наночастиц в рамках модели Друде-Лоренца имеет вид

$$\epsilon_p(\omega) = \epsilon_0 - \omega_p^2 (\omega^2 + i\omega\gamma)^{-1}, \quad (2)$$

где ω_p – плазменная частота металла, ϵ_0 – вклад решетки, γ – параметр релаксации; η – объемная доля включений; геометрический фактор, учитывающий влияние формы наночастицы на величину индуцированного на ней дипольного момента, определяется через отношение длин полярной и экваториальной полуосей наночастицы $\xi = b/a$ следующим образом:

$$g = g_{\parallel} = \frac{1}{1-\xi^2} \left(1 - \xi \frac{\arcsin \sqrt{1-\xi^2}}{\sqrt{1-\xi^2}} \right), \quad g = g_{\perp} = (1-g_{\parallel})/2, \quad (3)$$

где параметры с индексами « \parallel » и « \perp » отвечают двум ориентациям вектора электрического поля волны – вдоль или поперек оптической оси. Магнитные проницаемости обеих сред μ_1 и μ_2 приняты равными единице. На рис. 1 приведены частотные зависимости вещественной и мнимой частей

ДП $\varepsilon_{ef} = \varepsilon_{\perp}$ и $\varepsilon_{ef} = \varepsilon_{\parallel}$ нанокompозита, определяемых выражениями (1) и (3). При численном анализе материалом наночастиц считаем серебро с параметрами: $\omega_p = 1.36 \cdot 10^{16} \text{ с}^{-1}$, $\varepsilon_0 = 5$, $\gamma = 3.04 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$. Оставшиеся параметры выбраны следующими: $\eta = 0.013$, $\xi = 0.6$, $\varepsilon_m = 2.25$, $\varepsilon_1 = 1$ [2].

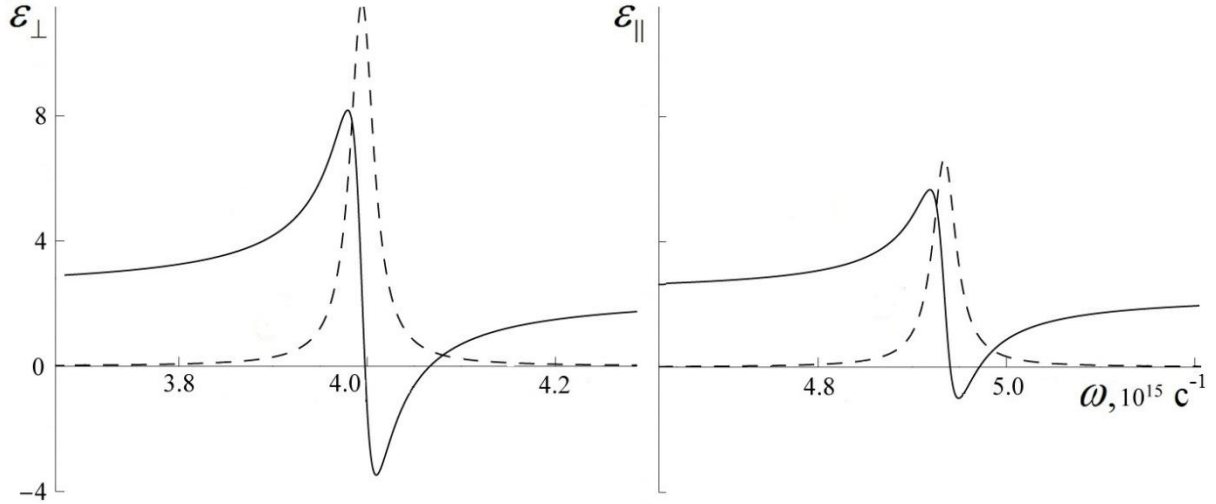


Рис. 1. Частотные зависимости вещественной и мнимой части ДП (сплошная и пунктирная линии) НКС

Из приведенных зависимостей следует, что в области частот (ω_1, ω_2) , где

$$\omega_1 = \omega_p \left[\varepsilon_0 - \varepsilon_m \left(1 - \frac{1}{g(1-\eta)} \right) \right]^{-1/2}, \quad \omega_2 = \omega_p \left[\varepsilon_0 - \varepsilon_m \left(1 - \frac{1}{g(1-\eta) + \eta} \right) \right]^{-1/2},$$

действительная часть ε_{ef}^{\perp} и $\varepsilon_{ef}^{\parallel}$ принимает отрицательные значения. Это указывает на возможность распространения затухающих поверхностных волн с частотами, отвечающими указанным областям частотного спектра.

Рассмотрим случай поверхностной ТМ - волны. Запишем уравнения, связывающие отличные от нуля компоненты волнового поля с учетом их гармонической зависимости от времени и координаты вдоль направления распространения волны, т.е. пропорциональности фактору $\exp[i(\omega t - \beta x)]$:

$$\frac{d^2 h_y}{dz^2} + q_j^2 h_y = 0, \quad e_x = \frac{i}{k_0 \varepsilon_j} \frac{d h_y}{dz}, \quad e_z = -\frac{\beta}{k_0 \varepsilon_j} h_y, \quad (4)$$

где $j=1,2$ относятся к диэлектрику и НКС, $k_0 = \omega/c$, c - скорость света в вакууме, β - константа распространения; $q_j^2 = \beta^2 - k_0^2 \varepsilon_j \mu_j$ - поперечные компоненты волнового вектора. Решение первого из уравнений (4) с учетом непрерывности компоненты h_y на границе раздела сред представим в виде поверхностной волны:

$$h_y(x, z) = h_0 \exp(-i\beta x) \begin{cases} \exp(-q_1 z), & z > 0, \\ \exp(q_2 z), & z < 0. \end{cases} \quad (5)$$

С учетом граничных условий, уравнения (5) и явного вида поперечных компонент q_1 и q_2 получаем дисперсионное соотношение и константу распространения для волны рассматриваемой поляризации:

$$\frac{q_1}{\varepsilon_1} + \frac{q_2}{\varepsilon_{ef}} = 0, \quad \beta = k_0 \sqrt{\frac{\mu_1 \varepsilon_{ef} - \mu_2 \varepsilon_1}{\varepsilon_{ef}^2 - \varepsilon_1^2} \varepsilon_1 \varepsilon_{ef}}, \quad (6)$$

где ε_{ef} может принимать значения ε_{\perp} и ε_{\parallel} . При $\mu_1 = \mu_2 = 1$ получаем

$$\beta = k_0 \sqrt{\varepsilon_{ef} \varepsilon_1 / (\varepsilon_{ef} + \varepsilon_1)}. \quad (7)$$

На рис. 2 представлены частотные зависимости действительной и мнимой частей константы распространения, полученные на основе (7) для двух типов НКС – с нановключениями эллипсоидной и сферической ($\xi = 1$) формы. Видно, что при стремлении частоты ПВ к характерной частоте

$$\omega_{res} = \omega_p [\varepsilon_0 - \varepsilon_m (1 + a/b)]^{-1/2}, \quad (8)$$

где введены обозначения $a = (1 - \varepsilon_1 / \varepsilon_m) \eta^{-1}$, $b = 1 + a g (1 - \eta)$, происходит существенное замедление и резкое убывание длины затухания ПВ (длины пробега поверхностного поляритона) $l = (\beta'')^{-1}$.

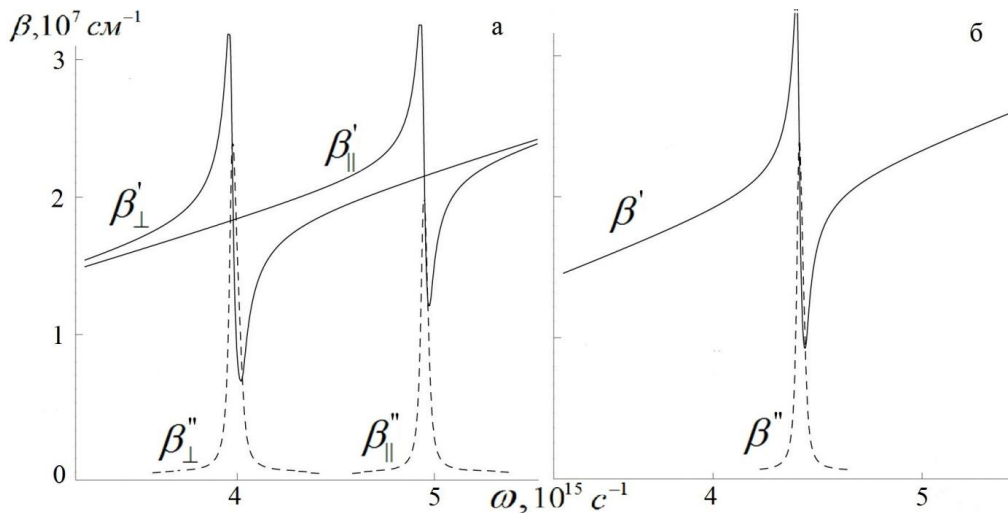


Рис 2. Дисперсионные кривые для ПВ в случае НКС с нановключениями эллипсоидной и сферической формы (а, б).

Энергетической характеристикой волнового процесса с учетом его гармонической зависимости от времени является вектор Пойнтинга $\langle \mathbf{S} \rangle = (c / 8\pi) \text{Re}(\mathbf{e} \times \mathbf{h}^*)$, определяющий в рассматриваемом нами случае среднюю за период плотность потока энергии ПВ. В общем случае вектор $\langle \mathbf{S} \rangle$ имеет как продольную, так и поперечную и составляющие. С учетом

полученных соотношений (4) - (6) для волновых полей продольная x -компонента вектора Пойнтинга представляется следующим образом:

$$\langle S_x(x, z) \rangle = \frac{c h_0^2}{8\pi k_0} \exp(-2\beta'' x) \begin{cases} \beta' \varepsilon_1^{-1} \exp(-2q'_1 z), & z > 0, \\ (\varepsilon'_{ef} \beta' + \varepsilon''_{ef} \beta'') |\varepsilon'_{ef}|^{-2} \exp(2q'_2 z), & z < 0. \end{cases} \quad (9)$$

Одной из важных характеристик ПВ является глубина проникновения волнового поля в каждую из сред, которая определяется выражением $\lambda_j = 1/q'_j$. Из представленных на рис. 3 зависимостей следует, что глубина проникновения ПВ в НКС наибольшая для волны, распространяющейся вдоль оптической оси структуры.

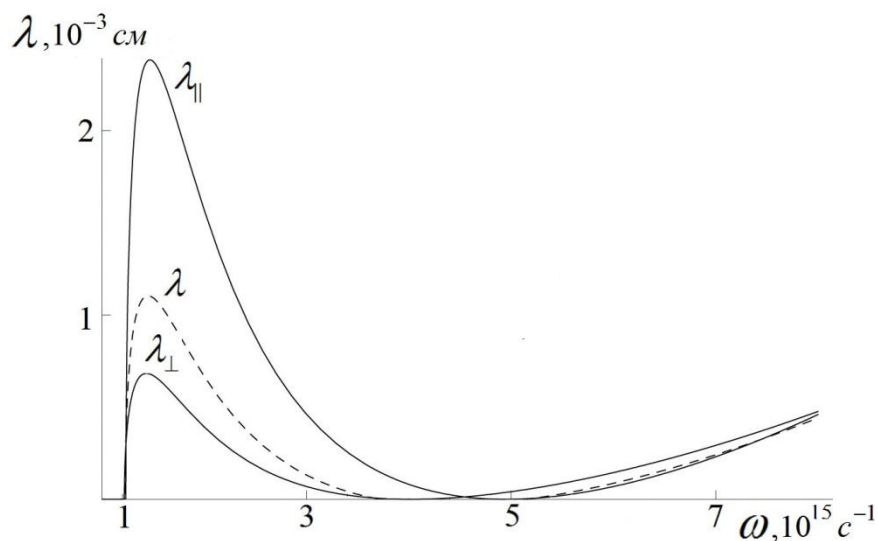


Рис.3. Частотная зависимость глубины проникновения ПВ в НКС

Полученные выше соотношения позволяют изучить все особенности распространения ПВ на границе раздела рассматриваемых сред. В докладе будут более полно представлены результаты графического анализа дисперсионных соотношений, распределения волновых полей и энергетических потоков по волноводной структуре для различных типов включений нанокompозита и их концентраций.

ЛИТЕРАТУРА

1. Головань Л.А., Тимошенко В.Ю., Кашкаров П.К. // УФН. 2007. № 177. № 6. С. 619.
2. Моисеев С.Г., Остаточников В.А., Семенцов Д.И. // Квантов. электрон. 2012. Т.42. № 6. С. 557.