

12,09

Плазмон-поляритонные поверхностные волны на границе диэлектрика и нанокompозита с металлическими включениями

© Л.Д. Филатов, Д.Г. Санников, Д.И. Семенцов, Д.А. Евсеев

Ульяновский государственный университет,
Ульяновск, Россия

E-mail: sementsovdi@mail.ru

(Поступила в Редакцию 23 декабря 2013 г.)

Рассмотрены особенности распространения поверхностных волн плазмон-поляритонного типа на границе диэлектрика и нанокompозитного материала с металлическими включениями сферической формы. Анализ проводится с учетом затухания распространяющихся волн, которое приводит к комплексности дисперсионных соотношений, а также с учетом размера наночастиц. Построены частотные зависимости групповой скорости, глубины проникновения поверхностной волны в каждую из сред, получены распределения энергетических потоков в структуре.

1. Введение

В последнее время внимание исследователей привлекают металло-диэлектрические нанокompозитные среды (НКС), состоящие из диэлектрика с равномерно распределенными по его объему (хаотично либо упорядоченно) металлическими наночастицами [1–6]. Свойства таких сред включают в себя как свойства объемного материала, так и свойства наночастиц. При этом эффективные материальные параметры НКС могут значительно отличаться от соответствующих характеристик и матрицы композита (как правило, диэлектрика) и включений, часто принимая значения, не присущие природным материалам. В работах [7,8] предсказано возникновение резонанса диэлектрической проницаемости в подобной НКС, причем положение резонанса зависит как от диэлектрической проницаемости (ДП) исходных материалов, так и от концентрации наночастиц. Форма резонансов диэлектрической проницаемости такой НКС совпадает с формой резонансов ионного кристалла, но резонанс лежит в видимой области частот. При этом действительная часть эффективной диэлектрической проницаемости (ДП) нанокompозитов может изменяться в широких пределах — от достаточно больших до отрицательных значений [9,10]. Необычные оптические характеристики НКС формируются благодаря плазмонному резонансу металлических наночастиц, частота которого зависит от размера и геометрии наночастиц [5]. Варьирование размера, формы и ориентации нановключений открывает широкие возможности для управления оптическими свойствами НКС и их практического применения [11–14].

Так как для НКС возможно существование области частот, где ее эффективная ДП принимает отрицательные значения, вдоль ее границы раздела со средой с положительной ДП возможно распространение поверхностных волн (ПВ) плазмон-поляритонного типа [15]. В настоящей работе исследуются особенности такого распространения для НКС со сферической формой

металлических нановключений, которые приводят не только к резонансной зависимости эффективной ДП, но и к наличию поглощения в среде. Наличие диссипации в одной из сред может существенно изменить свойства ПВ в структуре [16,17]. При однородном распределении включений в диэлектрической матрице НКС представляет собой оптически изотропную среду, свойства которой зависят от физических характеристик ее компонент, радиуса наночастиц и среднего расстояния между ними. Для описания оптических свойств структуры в работе используется эффективная ДП, полученная в рамках приближения эффективной среды (модели Максвелла–Гарнетта) [4]. ДП металла, из которого изготовлены включения, получена в приближении Друде с учетом поглощения и размера наночастиц [18,19]. В работе получены дисперсионные зависимости для ПВ, исследуется влияние размера наночастиц на спектр, глубину залегания и энергетические потоки ПВ с учетом поглощения.

2. Материальные параметры

Рассмотрим распространение ПВ вдоль плоской границы раздела изотропного диэлектрика и нанокompозита (среды 1 и 2). Направим ось Z перпендикулярно границе раздела сред, а ось X — вдоль направления распространения волны. Будем считать, что диэлектрическая и магнитная проницаемости (ДП и МП) диэлектрика равны ϵ_1 и μ_1 . НКС представляет собой непроводящую среду (матрицу) с ДП ϵ_m , в объеме которой равномерно распределены металлические наночастицы с ДП ϵ_p . МП диэлектрической матрицы и нановключений считаем равными единице, в результате чего и проницаемость НКС μ_2 также равна единице.

Предполагается, что все наночастицы имеют сферическую форму одного радиуса. Такой нанокompозит обладает изотропными оптическими свойствами с эффективной ДП, которая в рамках модели эффективной

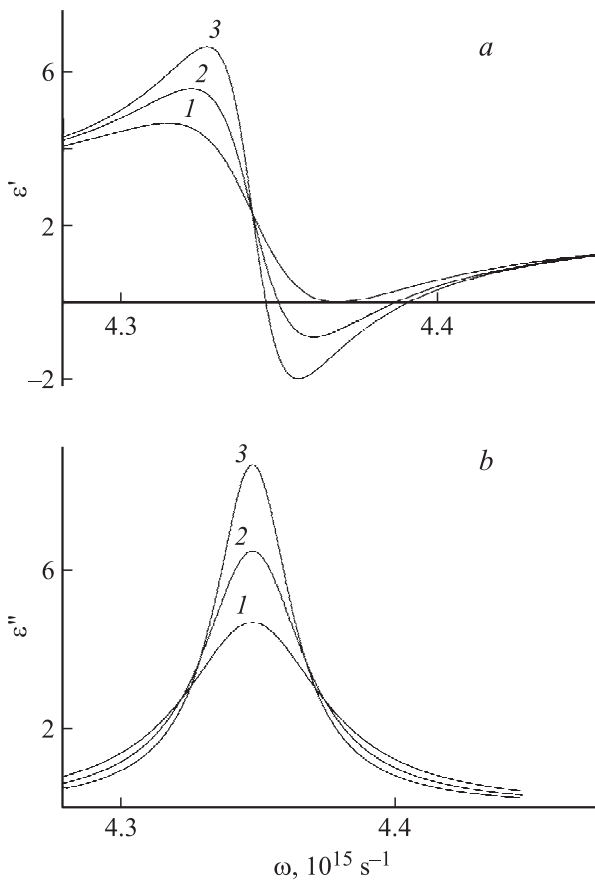


Рис. 1. Зависимость вещественной (а) и мнимой (б) части диэлектрической проницаемости от частоты для включений следующего диаметра: 45, 100, 500 nm (кривые 1–3 соответственно).

среды определяется следующим образом [4,19,20]:

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

где η — объемная доля включений, g — деполаризующий фактор, учитывающий влияние формы наночастицы на величину индуцированного на ней дипольного момента. В случае сферических наночастиц фактор формы $g = 1/3$.

Пренебрегая поглощением и частотной дисперсией диэлектрика, используемого в качестве матрицы композита, параметр ϵ_m можно считать постоянной и действительной величиной. Для ДП металлических наночастиц используем выражение, следующее из модели Друде,

$$\epsilon_p(\omega) = \epsilon_0 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\omega(\gamma + v_F/a)}, \quad (2)$$

где ω_p — плазменная частота, ϵ_p — вклад решетки, γ — параметр релаксации, a и v_F — радиус и скорость Ферми металлических наночастиц [19].

Учет релаксации в выражении (2) приводит к комплексности компонент тензора эффективной проница-

мости нанокompозита $\epsilon_{ef} = \epsilon'_{ef} + i\epsilon''_{ef}$, где действительная и мнимая части определяются следующими выражениями:

$$\begin{aligned} \epsilon'_{ef} &= \epsilon_m + \frac{\eta}{G} \left\{ (\epsilon'_p - \epsilon_m) \left(1 + g(1 - \eta) \frac{\epsilon'_p - \epsilon_m}{\epsilon_m} \right) + g(1 - \eta) \frac{(\epsilon''_p)^2}{\epsilon_m} \right\}, \quad \epsilon''_{ef} = \frac{\eta}{G} \epsilon''_p, \\ G &= \left(1 + g(1 - \eta) \frac{\epsilon'_p - \epsilon_m}{\epsilon_m} \right)^2 + \left(g(1 - \eta) \frac{\epsilon''_p}{\epsilon_m} \right)^2. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь введены обозначения

$$\begin{aligned} \epsilon'_p &= \epsilon_0 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + (\gamma + v_F/a)^2}, \\ \epsilon''_p &= \epsilon_0 - \frac{(\gamma + v_F/a)\omega_p^2}{\omega(\omega^2 + (\gamma + v_F/a)^2)}. \end{aligned}$$

Частотные зависимости действительной и мнимой частей эффективной ДП нанокompозитной среды имеют резонансный характер. На рис. 1 приведены указанные зависимости, полученные для различных диаметров включений. При их построении использовались следующие параметры: $\epsilon_m = 2.25$, в качестве материала наночастиц используется серебро, для которого $\epsilon_0 = 5$, плазменная частота $\omega_p = 1.367 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$, $\gamma = 3.3 \cdot 10^{13} \text{ s}^{-1}$, $v_F = 1.4 \cdot 10^6 \text{ m/s}$ [18], объемная доля наночастиц $\eta = 1.3 \cdot 10^{-2}$, $a = 45, 100, 500 \text{ nm}$ (кривые 1–3). Приведенные зависимости имеют резонансный характер, связанный с плазмонным резонансом наночастиц и отвечающий максимуму мнимой части эффективной ДП на частоте

$$\omega_{\text{res}} \approx \sqrt{\frac{(1 - \eta)g\omega_p^2}{\epsilon_m + (1 - \eta)g(\epsilon_0 - \epsilon_m)} - (\gamma + v_F/a)^2}. \quad (4)$$

3. Дисперсионное соотношение

Рассмотрим случай распространения в структуре ТМ-волны. С учетом гармонической зависимости волновых полей от времени и координаты x , т.е. $\mathbf{H}, \mathbf{E} \simeq \exp[i(\omega t - \beta x)]$, уравнения, связывающие отличные от нуля компоненты волнового поля, имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{d^2 H_y}{dz^2} - q_j^2 H_y &= 0, \quad E_x = \frac{i}{k_0 \epsilon_j} \frac{dH_y}{dz}, \\ E_z &= -\frac{\beta}{k_0 \epsilon_j} H_y, \end{aligned} \quad (5)$$

где $j = 1$ относится к диэлектрику, а $j = 2$ — к нанокompозиту; $k_0 = \omega/c$, ω и c — частота и скорость света в вакууме; β — константа распространения. Поперечные

компоненты волнового вектора в каждой из сред определяются выражениями

$$\begin{aligned} q_1^2 &= \beta^2 - k_0^2 \varepsilon_1 \mu_1, \\ q_2^2 &= \beta^2 - k_0^2 \varepsilon_{ef} \mu_2, \end{aligned} \quad (6)$$

решение первого из приведенных уравнений с учетом непрерывности компоненты h_y на границе раздела представим в виде поверхностной волны

$$H_y(x, z) = H_0 \exp(-i\beta x) \begin{cases} \exp(-q_1 z), & z > 0, \\ \exp(q_2 z), & z < 0. \end{cases} \quad (7)$$

Второе граничное условие для волны такого типа состоит в непрерывности тангенциальной компоненты электрического поля на границе раздела сред, что приводит к следующему уравнению:

$$\frac{1}{\varepsilon_1} \frac{\partial H_y^{(1)}}{\partial z} - \frac{1}{\varepsilon_{ef}} \frac{\partial H_y^{(2)}}{\partial z} \Big|_{z=0} = 0. \quad (8)$$

С учетом граничных условий и явного вида поперечных компонент q_1 и q_2 получаем для волны рассматриваемого типа дисперсионное соотношение

$$\frac{q_1}{\varepsilon_1} + \frac{q_2}{\varepsilon_{ef}} = 0, \quad (9)$$

и явное выражение для константы распространения

$$\beta = k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_{ef}}{\varepsilon_{ef}^2 - \varepsilon_1^2} (\mu_1 \varepsilon_{ef} - \mu_2 \varepsilon_1)}. \quad (10)$$

В случае немагнитных сред (когда $\mu_1 = \mu_2 = 1$) получаем

$$\beta = k_0 \sqrt{\varepsilon_1 \varepsilon_{ef} / (\varepsilon_1 + \varepsilon_{ef})}. \quad (11)$$

Используя выражения (6) и (11), получаем связь поперечных компонент волнового вектора с материальными параметрами обеих сред

$$q_1^2 = -k_0^2 \frac{\varepsilon_1^2}{\varepsilon_{ef} + \varepsilon_1}, \quad q_2^2 = -k_0^2 \frac{\varepsilon_{ef}^2}{\varepsilon_{ef} + \varepsilon_1}. \quad (12)$$

Из соотношений (7) и (12) следует, что в отсутствие поглощения локализация излучения вблизи границы раздела сред возможна лишь при $q_1^2 > 0$ и $q_2^2 > 0$.

4. Условия существования ПВ

В отсутствие поглощения из полученных соотношений следует, что существование ПВ возможно лишь в той области параметров, где проницаемости обеих сред удовлетворяют условиям

$$\varepsilon_1 \varepsilon_{ef} < 0, \quad \varepsilon_1 + \varepsilon_{ef} < 0. \quad (13)$$

В рассматриваемом нами случае $\varepsilon_1 > 0$, поэтому условия (13) выполняются при выполнении неравенств $\varepsilon_{ef} < 0$ и $|\varepsilon_{ef}| > \varepsilon_1$.

При наличии поглощения в структуре величины β и q_j становятся комплексными. В этом случае волновое поле в ПВ определяется выражением

$$H_y(x, z) = H_0(x) \exp[-i(\beta'x \mp q_j''z)] \cdot \exp(\mp q_j'z), \quad (14)$$

где амплитуда поля $H_0(x) = H_0 \exp(-\beta''x)$, верхние знаки относятся к области $z > 0$, а нижние — к области $z < 0$, действительная и мнимая части константы распространения $\beta = \beta' - i\beta''$ даются соотношениями

$$\beta' = \frac{k_0}{\sqrt{2}} (\sqrt{m^2 + n^2} + m)^{1/2},$$

$$\beta'' = \frac{k_0}{\sqrt{2}} (\sqrt{m^2 + n^2} - m)^{1/2},$$

$$m = \frac{\varepsilon_1(\varepsilon_1 \varepsilon_{ef}' + |\varepsilon_{ef}''|^2)}{(\varepsilon_1 + \varepsilon_{ef}')^2 + (\varepsilon_{ef}''^2)}, \quad n = \frac{\varepsilon_1^2 \varepsilon_{ef}''}{(\varepsilon_1 + \varepsilon_{ef}')^2 + (\varepsilon_{ef}''^2)}. \quad (15)$$

Действительные и мнимые части поперечных компонент волнового вектора ПВ $q_j = q_j' - iq_j''$ в каждой из сред можно представить следующим образом:

$$\left. \begin{matrix} q_1' \\ q_1'' \end{matrix} \right\} = \frac{k_0}{\sqrt{2}} \left(\sqrt{u_1^2 + v_1^2} \mp u_1 \right)^{1/2},$$

$$\left. \begin{matrix} q_2' \\ q_2'' \end{matrix} \right\} = \frac{k_0}{\sqrt{2}} \left(\sqrt{u_2^2 + v_2^2} \mp u_2 \right)^{1/2}, \quad (16)$$

где введены обозначения

$$u_1 = \frac{\varepsilon_1^2(\varepsilon_1 + \varepsilon_{ef}')}{(\varepsilon_1 + \varepsilon_{ef}')^2 + (\varepsilon_{ef}''^2)}, \quad v_1 = \frac{\varepsilon_1^2 \varepsilon_{ef}''}{(\varepsilon_1 + \varepsilon_{ef}')^2 + (\varepsilon_{ef}''^2)},$$

$$u_2 = \frac{(\varepsilon_1 + \varepsilon_{ef}')((\varepsilon_{ef}')^2 - (\varepsilon_{ef}'')^2) + 2\varepsilon_{ef}'(\varepsilon_{ef}'')^2}{(\varepsilon_1 + \varepsilon_{ef}')^2 + (\varepsilon_{ef}''^2)},$$

$$v_2 = \varepsilon_{ef}'' \frac{(\varepsilon_{ef}')^2 - (\varepsilon_{ef}'')^2 - 2\varepsilon_{ef}'(\varepsilon_1 + \varepsilon_{ef}')}{(\varepsilon_1 + \varepsilon_{ef}')^2 + (\varepsilon_{ef}''^2)}.$$

Из представления волнового поля (14) следует, что для существования ПВ необходимо выполнение условий

$$q_1' > 0, \quad q_2' > 0, \quad (17)$$

которые означают, что амплитуда волнового поля поверхностной волны должна экспоненциально спадать при удалении от границы раздела. Очевидные физические соображения требуют также выполнения еще двух неравенств

$$\beta' > 0, \quad \beta'' > 0, \quad (18)$$

первое из которых указывает на отсутствие обратной волны, второе — на отсутствие усиления в структуре.

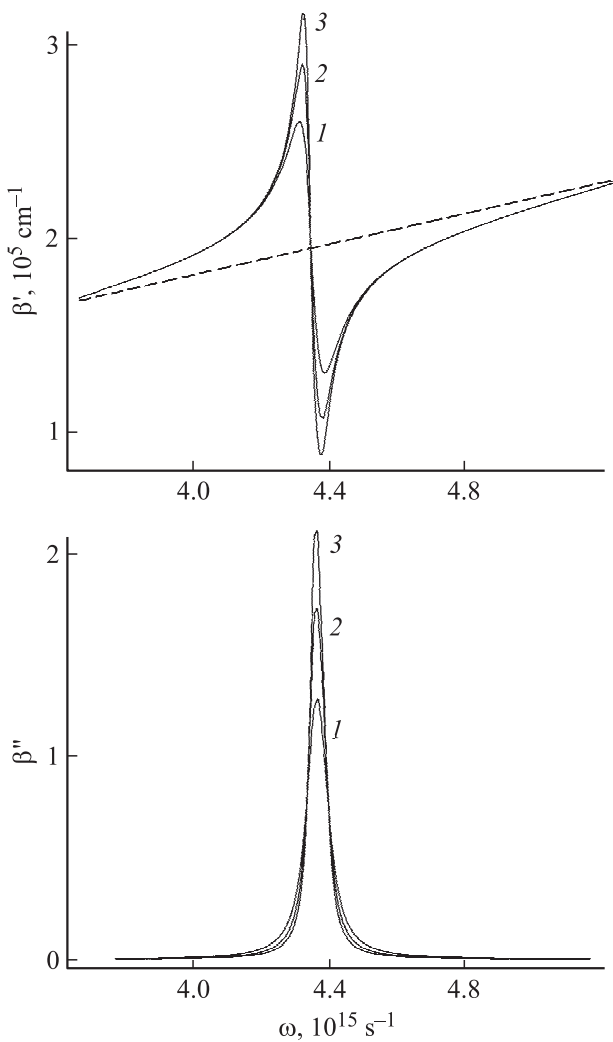


Рис. 2. Зависимость вещественной и мнимой части константы распространения от частоты для включений диаметром $a = 45, 100, 500$ nm (кривые 1–3 соответственно).

На рис. 2 представлены частотные зависимости действительной и мнимой частей константы распространения, полученные на основе (11) для различных значений размера наночастиц $a = 45, 100, 500$ nm (кривые 1–3). В качестве диэлектрика выбран прозрачный в оптическом диапазоне материал с $\epsilon_1 = 7.9$ (что близко к ДП диоксида титана TiO_2). Наличие потерь в структуре приводит к конечному значению константы распространения в частотной области отрицательности ϵ' в отличие от структуры без поглощения, для которой $\beta \rightarrow \infty$ при стремлении частоты к верхней границе существования ПВ. При этом поверхностные и объемные плазмон-поляритонные волны являются частями одной непрерывной кривой, представляемой зависимостью $\beta'(\omega)$. Обращает на себя внимание тот факт, что даже в случае $a = 45$ nm (кривая 1), для которого область отрицательности ϵ' отсутствует, в резонансной области поверхностные и объемные волны не разделены и представляют единое

волновое образование. Штриховая прямая соответствует закону дисперсии фотонов в среде с усредненной ДП. К этой прямой асимптотически приближается зависимость $\beta'(\omega)$ при удалении частоты волны от резонансной.

При стремлении частоты ПВ к частоте ω_{res} происходит резкое убывание длины ее пробега $l = (\beta'')^{-1}$, которое связано с резким возрастанием вблизи резонансной частоты мнимой части эффективной проницаемости нанокompозита. В резонансной области наблюдается также существенное замедление ПВ. На рис. 3 представлена зависимость групповой скорости от частоты, полученная для размера нановключений $a = 100$ nm и объемной их доли $\eta = (1.3, 13) \cdot 10^{-3}$ (штриховая и сплошная кривые). При учете потерь групповая скорость распространяющейся волны определяется выражением $v_g = (d\beta'/d\omega)^{-1}$. В непосредственной близости к резонансной частоте, где наблюдается сильное поглощение и производная $d\beta'/d\omega < 0$, групповая скорость также становится отрицательной. Однако необходимо иметь в виду, что в области сильного поглощения понятие групповой скорости теряет смысл [21]. С увеличением объемной доли включений в нанокompозите замедление ПВ имеет более резкий характер. Так, для $\eta = 1.3 \cdot 10^{-3}$ вблизи резонансной частоты групповая скорость уменьшается более чем на порядок по сравнению со скоростью вдали от резонансной частоты.

Одной из важных характеристик ПВ является глубина проникновения поля поверхностной волны в каждую из сред, которая определяется выражением $\lambda_j = 1/q'_j$. В частности, на практике критериями превращения поверхностной волны в объемную в каждой из сред можно считать неравенства $\lambda_j \gg d_j$, где d_j — толщина слоя, изготовленного из соответствующего материала. На рис. 4 представлены зависимости глубины проникновения ПВ в нанокompозит и диэлектрик (сплошная и пунктирная линии) от частоты и размера нановключений (a, b) . Зависимость $\lambda_j(\omega)$ получена для размера включений $a = 45, 100, 500$ nm (кривые 1–3), а зависимость $\lambda_j(a)$ — для трех частот

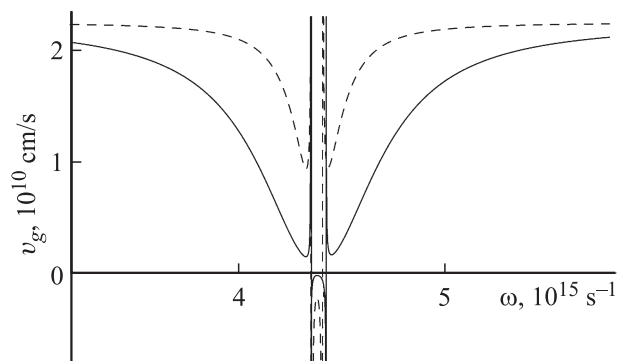


Рис. 3. Зависимость групповой скорости от частоты для структуры с $a = 100$ nm и $\eta = (1.3, 13) \cdot 10^{-3}$ (штриховая и сплошная кривые).

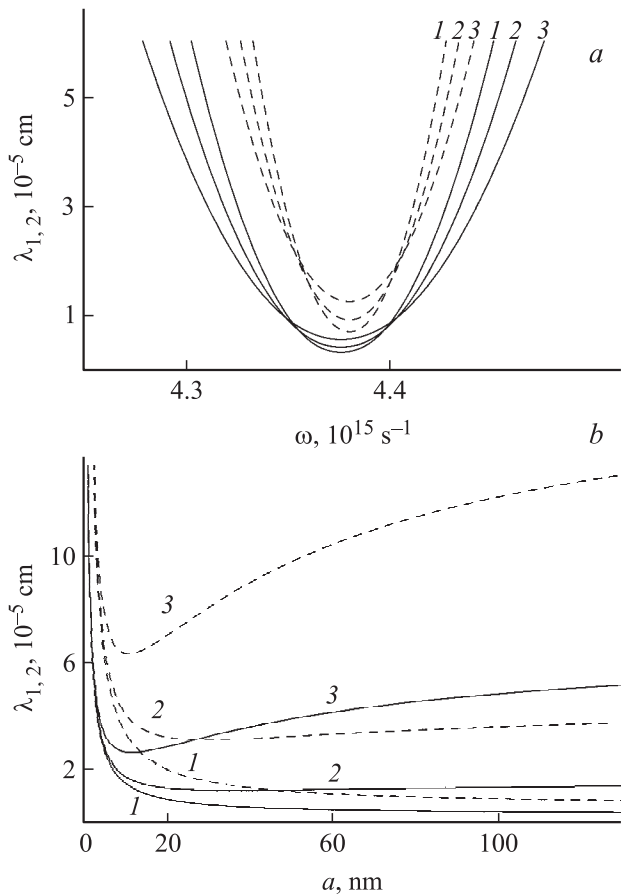


Рис. 4. Зависимость глубины проникновения ПВ в нанокompозит и диэлектрик (сплошные и штриховые линии) от частоты и размера включений, $a = 45, 100, 500$ nm (a , кривые 1–3), $\omega = (4.3, 4.34, 4.38) \cdot 10^{15}$ s $^{-1}$ (b , кривые 1–3).

$\omega = (4.3, 4.34, 4.38) \cdot 10^{15}$ s $^{-1}$ (кривые 1–3), лежащих в непосредственной близости к резонансной, объемная доля включений в обоих случаях $\eta = 1.3 \cdot 10^{-2}$. Из приведенных зависимостей следует, что минимальная глубина залегания ПВ в каждой из сред наблюдается вблизи резонансной частоты. Отстройка от резонанса приводит к росту глубины проникновения и в конечном счете к преобразованию поверхностной волны в объемную. С увеличением размера включений глубина проникновения ПВ в каждую из сред вначале резко падает, достигает минимума, после чего наблюдается ее медленный рост. При значительном уменьшении размера включений (при $a < 20$ nm) наблюдается резкий рост глубины проникновения поля в каждую из сред. Таким образом, степенью локализации поля на границе раздела рассматриваемых сред можно управлять за счет перестройки рабочей частоты и подбора размера нановключений.

5. Энергетические потоки

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 составляющую. С учетом полученных соотношений (6)–(8) для волновых полей продольная x -компонента вектора Пойнтинга представляется следующим образом:

$$\langle S_x(x, z) \rangle = S_0 \cdot \begin{cases} (\beta'/k_0\epsilon_1) \exp(-2q'_1z), & z > 0, \\ \frac{\epsilon'_{ef}\beta' + \epsilon''_{ef}\beta''}{k_0|\epsilon_{ef}|^2} \exp(2q'_2z), & z < 0, \end{cases} \quad (19)$$

где величина $S_0 = cH_0^2(x)/16\pi$. Аналогичные выражения можно получить и для z -компоненты плотности энергетического потока:

$$\langle S_z(x, z) \rangle = S_0 \cdot \begin{cases} (-q'_1/k_0\epsilon_1) \exp(-2q'_1z), & z > 0, \\ \frac{\epsilon'_{ef}q'_2 + \epsilon''_{ef}q''_2}{k_0|\epsilon_{ef}|^2} \exp(2q'_2z), & z < 0. \end{cases} \quad (20)$$

На рис. 5 представлены распределения по координате z относительных продольной $\langle S_x/S_0 \rangle$ и попереч-

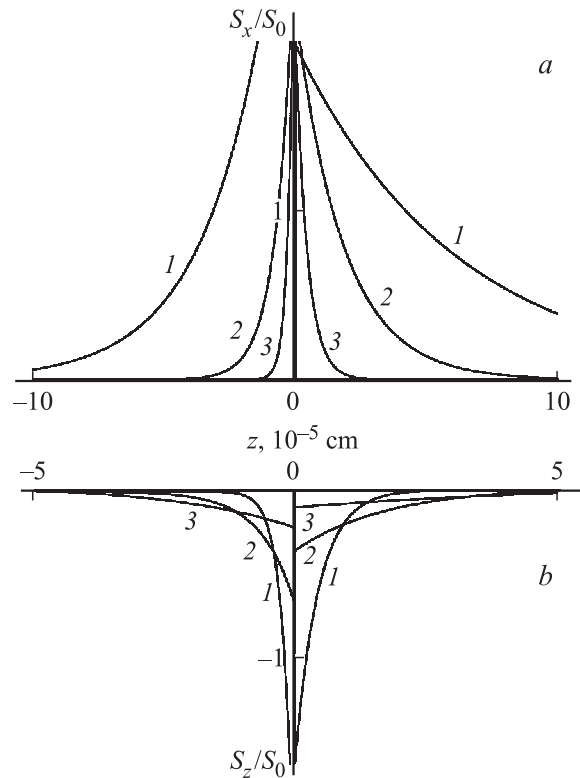


Рис. 5. Зависимости от координаты z относительных продольной $\langle S_x/S_0 \rangle$ (a) и поперечной $\langle S_z/S_0 \rangle$ (b) компонент плотности потока энергии ПВ. Диаметр включений: 45, 100, 500 nm (кривые 1, 2, 3 соответственно), $\omega = 4.32 \cdot 10^{15}$ s $^{-1}$.

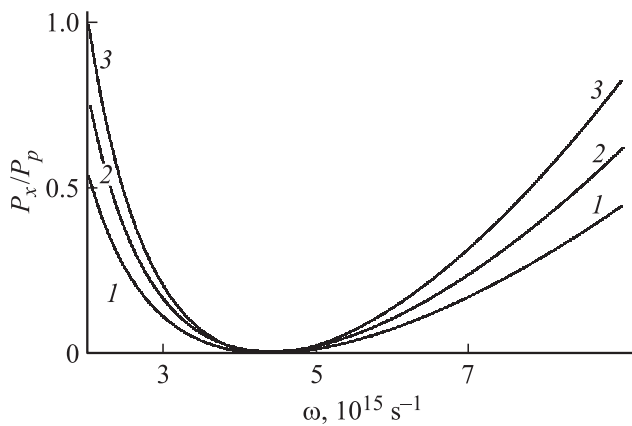


Рис. 6. Зависимость полного потока от частоты для включений следующего диаметра: 45, 100, 500 nm (кривые 1, 2, 3 соответственно).

ной $\langle S_z/S_0 \rangle$ (*a, b*) компонент плотности потока энергии ПВ, полученные на частоте $\omega = 4.32 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$ для структуры с размером включений в НКС $a = 45, 100, 500 \text{ nm}$ (кривые 1–3). Видно, что продольные компоненты плотности потока положительны, а поперечные — отрицательны. Знак поперечной компоненты указывает на перетекание части энергии из диэлектрика в НКС, где имеет место поглощение энергии. Такая ситуация аналогична поведению потока энергии поверхностной ТМ-волны в структуре металл–диэлектрик [22], а также в направляющем волноводе, содержащем активную среду с отрицательной эффективной ДП [23].

Интерес также представляет продольная компонента полного энергетического потока P_x , переносимого в структуре. Эта величина получается интегрированием соответствующей компоненты вектора Пойнтинга по всему поперечному сечению структуры

$$P_x(x) = \int_{-\infty}^{\infty} \langle S_x(x, z) \rangle dz = P_p \cdot \frac{\omega_p}{2\omega} \left(\frac{\beta'}{q'_1 \epsilon_1} + \frac{\beta' \epsilon'_{ef} + \beta'' \epsilon''_{ef}}{q'_2 |\epsilon_{ef}|^2} \right), \quad (21)$$

где $P_p = S_0/k_p$. На рис. 6 представлена частотная зависимость продольной компоненты полного потока, нормированная на величину P_p и полученная при $\omega = 4.32 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$ и $a = 45, 100, 500 \text{ nm}$ (кривые 1–3). Видно, что изменение потока носит резонансный характер. Вблизи резонансной частоты из-за сильного поглощения в НКС полный поток достигает минимума. При отстройке от резонанса в область низких и высоких частот наблюдается увеличение величины P_x , что связано с переходом поверхностной волны в объемную.

6. Заключение

Проведенный в работе анализ особенностей распространения ПВ в изотропной структуре диэлектрик–наноккомпозит с металлическими включениями сферической формы относится к случаю, когда диэлектрическая проницаемость одной из сред является комплексной и в структуре имеется поглощение. Учет поглощения приводит к модификации известных условий существования ПВ и соответствующих дисперсионных зависимостей. В отличие от структуры с вещественными материальными параметрами, для которой в спектре существует частотная щель между областями поверхностных и объемных волн, в рассматриваемом случае указанная щель отсутствует, и разделение на волны поверхностные и объемные может быть проведено лишь по глубине их залегания. Интересным представляется также тот факт, что даже в случае положительности действительной части эффективной проницаемости НКС во всем частотном диапазоне в резонансной области поверхностные и объемные волны не разделены и представляют единое волновое образование с конечной глубиной проникновения в каждую из сред. Отстройка от резонанса приводит к росту глубины проникновения и, в конечном счете, к преобразованию поверхностной волны в объемную. В резонансной области наблюдается замедление ПВ, которое с увеличением объемной доли включений в наноккомпозите имеет более резкий характер.

Интерес представляют также широко представленные на практике наноккомпозиты с включениями эллипсоидальной формы. НКС с одинаково ориентированными осями включений обладают симметрией одноосного кристалла. От взаимного расположения оси симметрии, направления распространения и границы раздела сред существенно зависит поведение ПВ, что должно приводить к большему разнообразию свойств ПВ в исследуемой структуре. Важность исследования ПВ в подобных структурах заключается в возможности их использования для создания высокоэффективных устройств управления излучением оптического и ИК-диапазонов.

Список литературы

- [1] S. Fan, P.R. Villeneuve, J.D. Joannopoulos. Phys. Rev. B **54**, 11 245 (1996).
- [2] Z. Wang, C.T. Chan, W. Zhang, N. Ming, P. Sheng. Phys. Rev. B **64**, 113 108 (2001).
- [3] Р.А. Гансеев, А.И. Ряснянский, А.Л. Степанов, Т. Усманов. ФТТ **45**, 1292 (2003).
- [4] Л.А. Головань, В.Ю. Тимошенко, П.К. Кашкаров. УФН **177**, 619 (2007)
- [5] В.В. Климов. Наноплазмоника. Физматлит, М (2009). 480 с.
- [6] А.И. Ряснянский, В. Palpant, S. Debrus, U. Pal, А.Л. Степанов. ФТТ **51**, 52 (2009).
- [7] А.Н. Ораевский, И.Е. Проценко. Письма в ЖЭТФ **72**, 641 (2000).

- [8] А.Н. Ораевский, И.Е. Проценко. Квантовая электрон. **31**, 252 (2001).
- [9] W. Cai, U. Chettiar, A.V. Kildishev, V.M. Shalaev. Nature Photonics **1**, 224 (2007).
- [10] О.А. Займидорога, В.Н. Самойлов, И.Е. Проценко. Физика элементар. частиц и атом. ядра **33**, 101 (2002).
- [11] E. Hutter, J.H. Fendler. Adv. Mater. **16**, 19, 1685 (2004).
- [12] O.L. Muskens, V. Giannini, J.A. Sanchez-Gil, J. Gómez Rivas. Nano Letts. **7**, 2871 (2007).
- [13] J. Aizpurua, G.W. Bryant, L.J. Richter, F.J. García de Abajo, B.K. Kelley, T. Mallouk. Phys. Rev. B **71**, 235 420 (2005).
- [14] S. Palomba, M. Danckwerts, L. Novotny. J. Opt. A: Pure Appl. Opt. **11**, 114 030 (2009).
- [15] Поверхностные поляритоны / Под ред. В.М. Аграновича, Д.Л. Миллса. Наука, М. (1985). 528 с.
- [16] Н.Н. Белецкий, С.А. Борисенко. ФТТ **41**, 705 (1999).
- [17] Д.Г. Санников, Д.И. Семенцов. ФТТ **52**, 633 (2010).
- [18] P.V. Johnson, R.W. Christy. Phys. Rev. B **6**, 4370 (1972).
- [19] F. Abeles, Y. Borensztein, T. Lopez-Rios. Adv. Solid State Phys. / Ed. P. Grosse. Springer Berlin Heidelberg **24**, 93 (1984).
- [20] С.Г. Моисеев, В.А. Остаточников, Д.И. Семенцов. Квантовая электрон. **42**, 557 (2012).
- [21] М. Борн, Э. Вольф. Основы оптики. Наука, М. (1973). 713 с.
- [22] М. Адамс. Введение в теорию оптических волноводов. Мир, М. (1984). 512 с.
- [23] Д.Г. Санников, Д.И. Семенцов. Письма в ЖТФ **29**, 1 (2003).