PACS 42.25.Bs; 78.67.Sc

Поверхностные поляритоны в системе диэлектрик – анизотропный нанокомпозит

Д.Г.Санников, Д.И.Семенцов, Л.Д.Филатов

Исследованы особенности распространения поверхностных поляритонов на плоской границе раздела изотропного диэлектрика и анизотропного нанокомпозита с металлическими включениями эллипсоидальной формы. Для случая, когда оси вращения всех наноэллипсоидов перпендикулярны направлению распространения и параллельны границе раздела сред, получены частотные зависимости константы распространения и поперечных компонент волнового вектора, глубины проникновения и длины пробега, продольного и поперечного энергетических потоков поверхностных поляритонов. Показано влияние формы наноэллипсоидов на волновые характеристики поверхностных поляритонов.

Ключевые слова: *анизотропный нанокомпозит, металлические включения, поверхностные поляритоны.*

1. Введение

В последнее время возрос интерес к нанокомпозитным средам (НКС), которые обладают целым рядом необычных свойств, позволяющих создавать на их основе новые материалы с заданными структурными, электромагнитными и оптическими характеристиками. Свойства НКС во многом определяются размером, формой и упорядоченностью нановключений, а также степенью заполнения ими объема материала (матрицы) [1–4]. В частности, выбирая должным образом материал матрицы, концентрацию и размер нановключений, можно добиться отрицательности действительных частей комплексных диэлектрической и (или) магнитной проницаемостей НКС в определенном частотном диапазоне. Перспективным представляется использование НКС с металлическими включениями, имеющих сильную линейную и нелинейную дисперсию оптических свойств в области плазмонного резонанса [5–10].

Известно, что в области частот, где один из указанных материальных параметров принимает отрицательные значения, вдоль плоской границы раздела возможно распространение поверхностных волн – поверхностных поляритонов (ПП) [11–15]. Волновое поле ПП локализуется в приповерхностной области, толщина которой с каждой стороны от границы раздела имеет порядок длины волны. В анизотропных средах, к которым могут быть отнесены НКС с анизотропными расположением и формой включений, свойства ПП существенно зависят от направления их распространения по отношению к осям анизотропии [16–23].

В настоящей работе исследуются особенности распространения ПП вдоль плоской границы раздела изотропного диэлектрика и НКС с эллипсоидальной формой металлических наночастиц, используемых в качестве наполнителя. При одинаковой ориентации всех наночастиц и однородном их распределении по объему НКС представляет собой одноосный оптический кристалл с компонентами тензора эффективной диэлектрической проницаемости, зависящими как от геометрических параметров структуры, так и от физических характеристик наночастиц. Получены дисперсионные соотношения для наночастиц различной формы в НКС, построены частотные зависимости глубины проникновения ПП и полного потока энергии, переносимой ПП.

2. Геометрия структуры и материальные параметры

Направим ось z перпендикулярно границе раздела сред, а ось x – вдоль направления распространения волны. Будем считать, что диэлектрическая проницаемость диэлектрика $\varepsilon_{\rm d}$ в исследуемом частотном диапазоне не зависит от частоты. НКС представляет собой непроводящую матрицу с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_{\rm m}$, в объеме которой равномерно распределены металлические наночастицы с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_{\rm p}$. Магнитные проницаемости диэлектрической среды ($\mu_{\rm d}$) и НКС ($\mu_{\rm n}$) в рассматриваемом оптическом диапазоне считаем не зависящими от частоты и равными единице.

Предполагается, что все наночастицы имеют форму эллипсоидов вращения, одинаковые ориентацию и размеры, на порядок меньшие длины волны излучения. Ниже мы исследуем один из основных случаев ориентации осей вращения всех наночастиц, когда они совпадают с координатной осью y, лежащей в плоскости границы раздела сред (рис.1). В этом случае НКС имеет свойства одноосного кристалла и ее эффективная диэлектрическая проницаемость описывается диагональным тензором $\hat{\varepsilon}_{\rm eff}$ с отличными от нуля компонентами $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{zz} = \varepsilon_{\rm eff}^{\perp}$ и $\varepsilon_{yy} = \varepsilon_{\rm eff}^{\parallel}$. Для описания оптических свойств НКС мы используем одну из широко распространенных моделей эффективной среды с наночастицами одного типа – модель Максвелла-Гарнетта, в рамках которой эффективная диэлектрическая проницаемость среды описывается выражением [2, 3, 4, 16–18]

Д.Г.Санников, Д.И.Семенцов, Л.Д.Филатов. Ульяновский государственный университет, Россия, 432700 Ульяновск, ул. Л.Толстого, 42; e-mail: sannikov-dg@yandex.ru, sementsovdi@mail.ru

Поступила в редакцию 23 декабря 2013 г., после доработки – 12 мая 2014 г.

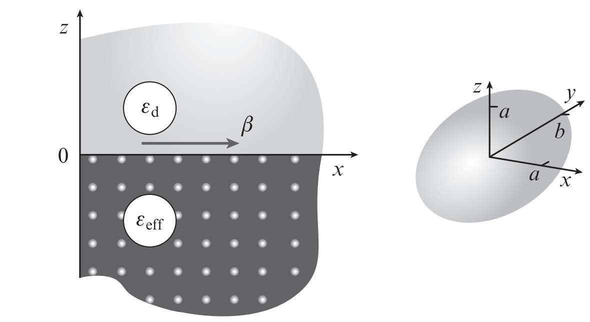

Рис.1. Геометрия задачи и форма нановключений.

$$\varepsilon_\text{eff}^{\perp,||} = \varepsilon_\text{m}\left[1 + \frac{\eta(\varepsilon_\text{p} - \varepsilon_\text{m})}{\varepsilon_\text{m} + (1-\eta)(\varepsilon_\text{p} - \varepsilon_\text{m})g_{\perp,||}}\right], \tag{1}$$

где η – объемная доля нановключений; $g_{\perp,||}$ – деполяризующие факторы (или форм-факторы), учитывающие влияние формы наночастицы на величину индуцированного на ней дипольного момента. Пренебрегая поглощением и частотной дисперсией диэлектрика, используемого в качестве матрицы композита, можно считать параметр ε_m постоянной и действительной величиной. Для диэлектрической проницаемости металлических наночастиц имеем выражение

$$\varepsilon_\text{p}(\omega) = \varepsilon_0 - \frac{\omega_\text{p}^2}{\omega^2 + \text{i}\omega\gamma}, \tag{2}$$

где ω – частота света; ω_p – плазменная частота; ε_0 – вклад решетки; γ – параметр релаксации.

В случае эллипсоида вращения фактор деполяризации $g_{||}$ существенно зависит от обратного отношения длин полярной (a) и экваториальной (b) полуосей наночастицы $\xi = b/a$. Случаю $\xi < 1$ отвечает сплюснутый эллипсоид, для которого параметр $g_{||}$ определяется выражением

$$g_{||} = \frac{1}{1-\xi^2}\left(1 - \frac{\xi}{\sqrt{1-\xi^2}}\arcsin\sqrt{1-\xi^2}\right), \tag{3}$$

а случаю $\xi > 1$ – вытянутый эллипсоид вращения, для которого

$$g_{||} = \frac{1}{\xi^2 - 1}\left[\frac{\xi}{\sqrt{\xi^2-1}}\ln(\xi + \sqrt{\xi^2-1}) - 1\right]. \tag{4}$$

Из общего соотношения $g_{||} + 2g_\perp = 1$ следует, что $g_\perp = (1 - g_{||})/2$. В случае сферических частиц $\xi = 1$, анизотропия формы отсутствует и $g_{||} = g_\perp = 1/3$.

Учет релаксации в выражении (2) приводит к комплексности компонент эффективной диэлектрической проницаемости – $\varepsilon_\text{eff} = \varepsilon'_\text{eff} + \text{i}\varepsilon''_\text{eff}$, где действительная и мнимая части определяются следующими выражениями:

$$\varepsilon'_\text{eff} = \varepsilon_\text{m} + \frac{\eta}{G}\left\{(\varepsilon'_\text{p} - \varepsilon_\text{m})\left[1 + g(1-\eta)\frac{\varepsilon'_\text{p} - \varepsilon_\text{m}}{\varepsilon_\text{m}}\right]\right.$$
$$\left. + g(1-\eta)\frac{(\varepsilon''_\text{p})^2}{\varepsilon_\text{m}}\right\},\ \varepsilon''_\text{eff} = \frac{\eta\varepsilon''_\text{p}}{G}. \tag{5}$$

Здесь введены обозначения

$$G = \left[1 + g(1-\eta)\frac{\varepsilon'_\text{p} - \varepsilon_\text{m}}{\varepsilon_\text{m}}\right]^2 + \left[g(1-\eta)\frac{\varepsilon''_\text{p}}{\varepsilon_\text{m}}\right]^2,$$

$$\varepsilon'_\text{p} = \varepsilon_0 - \frac{\omega_\text{p}^2}{\omega^2 + \gamma^2},\ \varepsilon''_\text{p} = \frac{\gamma\omega_\text{p}^2}{\omega(\omega^2 + \gamma^2)}.$$

В соотношениях (5) у величин ε'_eff, ε''_eff и g индексы $\perp$ и $||$ опущены.

Анализ полученных соотношений указывает на резонансный характер функций $\varepsilon_\text{eff}^{\perp,||}(\omega)$. Резонансные частоты отвечают максимумам мнимой части этих функций и определяются выражением

$$\omega_\text{res} \approx \sqrt{\frac{(1-\eta)g\omega_\text{p}^2}{\varepsilon_\text{m} + (1-\eta)g(\varepsilon_0 - \varepsilon_\text{m})} - \gamma^2}. \tag{6}$$

Указанные частоты связаны с плазмонным резонансом наночастиц и существенно зависят от их формы и размера.

3. Дисперсионное соотношение

Далее рассмотрим случай распространения в структуре поверхностных поляритонов ТМ типа (из-за отсутствия магнитного отклика обеих сред поляритоны ТЕ типа не могут распространяться в данной структуре). С учетом гармонической зависимости полей от времени и координаты вдоль направления распространения волны, $(E_x, H_y, E_z) \propto \exp[\text{i}(\omega t - \beta x)]$, запишем выражения для компонент волнового поля в НКС:

$$\frac{\text{d}^2 H_y}{\text{d}z^2} - q_\text{n}^2 H_y = 0,\quad E_x = \frac{\text{i}}{k_0\varepsilon_\text{eff}^\perp}\frac{\text{d}H_y}{\text{d}z},\quad E_z = -\frac{\beta}{k_0\varepsilon_\text{eff}^\perp}H_y, \tag{7}$$

где $k_0 = \omega/c$; c – скорость света в вакууме; β – константа распространения;

$$q_\text{n}^2 = \beta^2 - k_0^2\varepsilon_\text{eff}^\perp\mu_\text{n} \tag{8}$$

– поперечная компонента волнового вектора. Уравнения вида (7) и (8) для диэлектрика получаются в результате замен $\varepsilon_\text{eff}^\perp \to \varepsilon_\text{d}$, $\mu_\text{n} \to \mu_\text{d}$ и $q_\text{n} \to q_\text{d}$.

Решение уравнения для компоненты магнитного поля H_y с учетом ее непрерывности на границе раздела представим в виде

$$H_y(x,z) = H_0\exp(-\text{i}\beta x)\begin{cases}\exp(-q_\text{d}z), & z > 0,\\ \exp(q_\text{n}z), & z < 0.\end{cases} \tag{9}$$

Второе граничное условие для ТМ поляритона состоит в непрерывности тангенциальной компоненты электрического поля на границе раздела сред, что равносильно следующему уравнению:

$$\left.\frac{1}{\varepsilon_\text{d}}\frac{\partial H_y^\text{d}}{\partial z} - \frac{1}{\varepsilon_\text{eff}^\perp}\frac{\partial H_y^\text{n}}{\partial z}\right|_{z=0} = 0. \tag{10}$$

Уравнение (10) с учетом (9) приводит к дисперсионному соотношению, связывающему константу распространения ПП с материальными параметрами сред и частотой:

$$\frac{q_\text{d}}{\varepsilon_\text{d}} + \frac{q_\text{n}}{\varepsilon_\text{eff}^\perp} = 0,\ \beta = k_0\sqrt{\frac{\mu_\text{n}\varepsilon_\text{d} - \mu_\text{d}\varepsilon_\text{eff}^\perp}{\varepsilon_\text{d}^2 - (\varepsilon_\text{eff}^\perp)^2}\varepsilon_\text{d}\varepsilon_\text{eff}^\perp}. \tag{11}$$

Далее будем анализировать ситуацию, когда можно считать $\mu_\text{n} = \mu_\text{d} = 1$ и

$$\beta(\omega) = \frac{\omega}{c}\sqrt{\frac{\varepsilon_\text{eff}^\perp(\omega)\varepsilon_\text{d}}{\varepsilon_\text{eff}^\perp(\omega) + \varepsilon_\text{d}}}. \tag{12}$$

В рассматриваемом случае $\varepsilon_d > 0$, поэтому в отсутствие поглощения существование ПП возможно лишь при $\varepsilon_{\rm eff}^{\perp} < 0$ и $|\varepsilon_{\rm eff}^{\perp}| > \varepsilon_d$. Обратим внимание на тот факт, что при выбранной геометрии задачи нам понадобится только величина $\varepsilon_{\rm eff}^{\perp}$, которая входит и в волновые уравнения (7), и в дисперсионные соотношения (11). Поэтому далее во всех выражениях верхний индекс $\perp$ опускаем, считая $\varepsilon_{\rm eff} \equiv \varepsilon_{\rm eff}^{\perp}$.

При наличии поглощения в структуре константа распространения ПП и поперечные компоненты волнового вектора становятся комплексными, т. е. $\beta = \beta' - {\rm i}\beta''$ и $q_j = q_j' - {\rm i}q_j''$ ($j = {\rm d, n}$). В этом случае поле ПП определяется выражением

$$H_y(x,z) = H_0(x)\exp[-{\rm i}(\beta' x \mp q_j'' z)]\exp(\mp q_j' z), \qquad (13)$$

где $H_0(x) = H_0\exp(-\beta'' x)$; верхние знаки относятся к области $z > 0$, а нижние – к области $z < 0$. Действительная и мнимая части константы распространения, определяющие фазовую скорость и затухание, даются соотношениями

$$\beta' = \frac{k_0}{\sqrt{2}}(\sqrt{m^2+n^2} + m)^{1/2},\ \ \beta'' = \frac{k_0}{\sqrt{2}}(\sqrt{m^2+n^2} - m)^{1/2},$$
$$m = \frac{\varepsilon_{\rm d}(\varepsilon_{\rm d}\varepsilon_{\rm eff}' + |\varepsilon_{\rm eff}|^2)}{(\varepsilon_{\rm d} + \varepsilon_{\rm eff}')^2 + (\varepsilon_{\rm eff}'')^2},\ \ n = \frac{\varepsilon_{\rm d}^2\varepsilon_{\rm eff}''}{(\varepsilon_{\rm d} + \varepsilon_{\rm eff}')^2 + (\varepsilon_{\rm eff}'')^2}. \qquad (14)$$

Действительные и мнимые части поперечных компонент волнового вектора ПП q_j в каждой из сред можно представить следующим образом:

$$q_{\rm d}'{}^{,\prime\prime} = \frac{k_0}{\sqrt{2}}(\sqrt{u_{\rm d}^2+v_{\rm d}^2} \mp u_{\rm d})^{1/2},\ \ q_{\rm n}'{}^{,\prime\prime} = \frac{k_0}{\sqrt{2}}(\sqrt{u_{\rm n}^2+v_{\rm n}^2} \mp u_{\rm n})^{1/2}, \qquad (15)$$

где введены обозначения

$$u_{\rm d} = \frac{\varepsilon_{\rm d}^2(\varepsilon_{\rm d} + \varepsilon_{\rm eff}')}{(\varepsilon_{\rm d} + \varepsilon_{\rm eff}')^2 + (\varepsilon_{\rm eff}'')^2};\ \ v_{\rm d} = \frac{\varepsilon_{\rm d}^2\varepsilon_{\rm eff}''}{(\varepsilon_{\rm d} + \varepsilon_{\rm eff}')^2 + (\varepsilon_{\rm eff}'')^2};$$

$$u_{\rm n} = \frac{(\varepsilon_{\rm d} + \varepsilon_{\rm eff}')[(\varepsilon_{\rm eff}')^2 - (\varepsilon_{\rm eff}'')^2] + 2\varepsilon_{\rm eff}'(\varepsilon_{\rm eff}'')^2}{(\varepsilon_{\rm d} + \varepsilon_{\rm eff}')^2 + (\varepsilon_{\rm eff}'')^2};$$

$$v_{\rm n} = \varepsilon_{\rm eff}''\ \frac{(\varepsilon_{\rm eff}')^2 - (\varepsilon_{\rm eff}'')^2 - 2\varepsilon_{\rm eff}'(\varepsilon_{\rm d} + \varepsilon_{\rm eff}')}{(\varepsilon_{\rm d} + \varepsilon_{\rm eff}')^2 + (\varepsilon_{\rm eff}'')^2}.$$

Из представления волнового поля (13) следует, что плоскости постоянной амплитуды поля ПП $\beta'' x \pm q_{\rm d,n}' z = {\rm const}$ пересекают границу раздела сред под углами $\mp\arctan(\beta''/q_{\rm d,n}')$ в каждой из сред. Плоскости постоянной фазы $\beta' x \mp q_{\rm d,n}'' z = {\rm const}$ пересекают границу раздела под углами $\pm\arctan(\beta'/q_{\rm d,n}'')$.

Для существования ПП необходимо выполнение условий $q_{\rm d}' > 0$, $q_{\rm n}' > 0$, которые означают, что амплитуда волнового поля ПП должна экспоненциально спадать при удалении от границы раздела. Очевидные физические соображения требуют также выполнения еще двух неравенств: $\beta' > 0$, $\beta'' > 0$, первое из которых указывает на отсутствие обратной волны, второе – на отсутствие усиления в структуре.

4. Численный анализ

Для проведения численного анализа выбраны следующие параметры НКС: $\varepsilon_0 = 5$, $\omega_{\rm p} = 1.36\times10^{16}$ с$^{-1}$, $\gamma = 3.04\times10^{13}$ с$^{-1}$ (параметры нановключений, отвечающие серебру) [24], $\varepsilon_{\rm m} = 2.25$ (матрица предполагается стеклянной), объемная доля нановключений $\eta = 1.3\times10^{-2}$, диэлектрическая проницаемость диэлектрика $\varepsilon_{\rm d} = 1$. На рис.2 представлены частотные зависимости действительной и мнимой частей эффективной проницаемости $\varepsilon_{\rm eff}^{\perp}$, полученные для НКС с нановключениями в виде сплюснутых эллипсоидов, сфер и вытянутых эллипсоидов, т. е. при $\xi = 0.5$, 1, 5. При удалении от резонансной частоты $\varepsilon_{\rm eff}'$ асимптотически стремится к значению $(1 - \eta)\varepsilon_{\rm m} + \eta\varepsilon_0$, тогда как $\varepsilon_{\rm eff}''$ – к нулю. Видно, что $\varepsilon_{\rm eff}'$ в узких частотных интервалах принимает отрицательные значения, причем с увеличением параметра ξ ширина этого интервала уменьшается. Также с увеличением ξ смещается в сторону более высоких частот область плазмонного резонанса, уменьшаются действительная часть эффективной проницаемости и резонансное значение ее мнимой части.

На рис.3 приведены частотные зависимости действительной и мнимой частей константы распространения, полученные для структуры с указанными выше парамет-

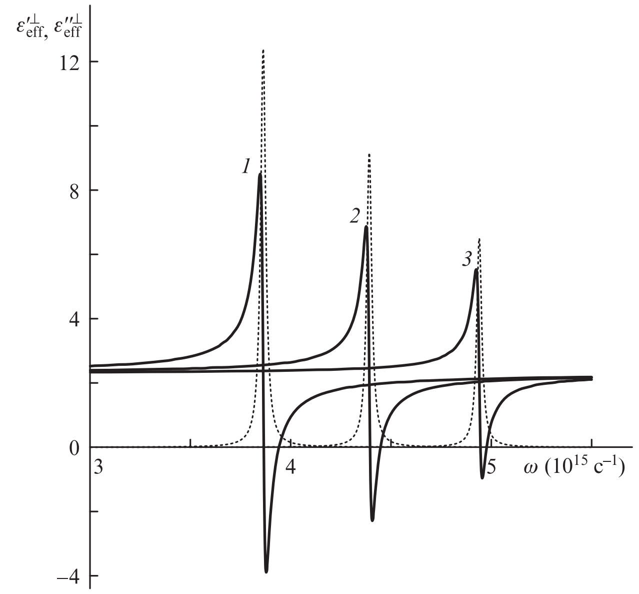

Рис.2. Частотные зависимости действительной (сплошные кривые) и мнимой (пунктирные кривые) частей эффективной диэлектрической проницаемости НКС $\varepsilon_{\rm eff}^{\perp}$ при $\xi = 0.5$ (*1*), 1 (*2*) и 5 (*3*).

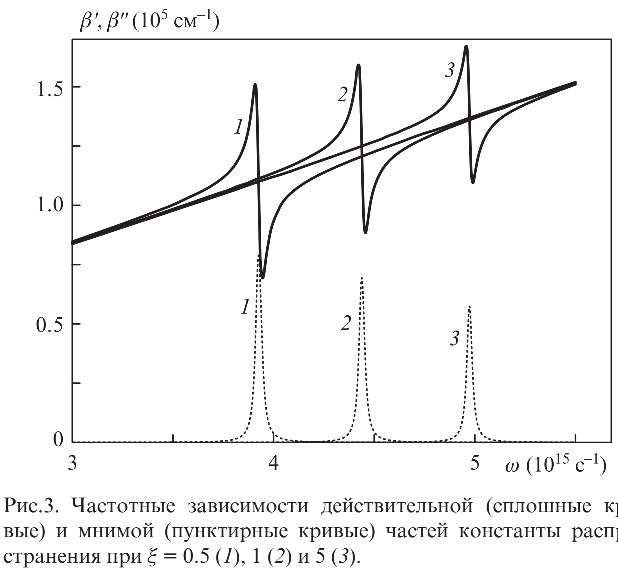

Рис.3. Частотные зависимости действительной (сплошные кривые) и мнимой (пунктирные кривые) частей константы распространения при $\xi = 0.5$ (*1*), 1 (*2*) и 5 (*3*).

трами НКС и проницаемостью диэлектрика $\varepsilon_{\rm d} = 1$. Видно, что резонансам эффективной проницаемости отвечают резонансы константы распространения. Наличие потерь в структуре приводит к конечному значению константы распространения в частотной области, соответствующей $\varepsilon'_{\rm eff} < 0$, в отличие от структуры без поглощения, для которой $\beta \to \infty$ при стремлении частоты к верхней границе существования ПП. При этом дисперсия поверхностных и объемных поляритонных волн описывается разными частями одной непрерывной кривой, представляемой зависимостью $\beta'(\omega)$. В резонансной области происходит существенное замедление ПП и резкое уменьшение длины его пробега $l = (\beta'')^{-1}$, что связано с резким возрастанием вблизи резонансной частоты мнимой части эффективной проницаемости. В области максимального роста величины $\beta'(\omega)$ (т.е. максимальной производной $\mathrm{d}\beta'/\mathrm{d}\omega$) замедление ПП наиболее существенно, на этих участках групповая скорость оказывается на порядок меньше скорости света в вакууме. В области, где $\mathrm{d}\beta'/\mathrm{d}\omega < 0$, групповая скорость также становится отрицательной. Однако указанная частотная область отвечает аномальной дисперсии и сильному поглощению, при которых понятие групповой скорости волны не всегда является корректным.

На рис.4 приведены зависимости действительной и мнимой частей константы распространения ПП от формы нановключений, полученные для различных значений частоты ω. Видно, что на фиксированной частоте зависимость от параметра ξ также имеет резонансный характер. Существенное изменение указанных величин наблюдается только в резонансной области, ширина которой с ростом частоты увеличивается. Вдали от резонанса величины β' и β'' перестают зависеть от параметра ξ. При этом с ростом частоты нерезонансные значения величины β' увеличиваются, а величины β'' стремятся к нулю.

Одной из важных характеристик ПП является глубина проникновения волнового поля в каждую из граничащих сред, которая определяется выражением $\lambda_{\rm n,d} = 1/q'_{\rm n,d}$. На рис.5 представлены зависимости от частоты и формы нановключений (т.е. параметра ξ) глубины проникновения

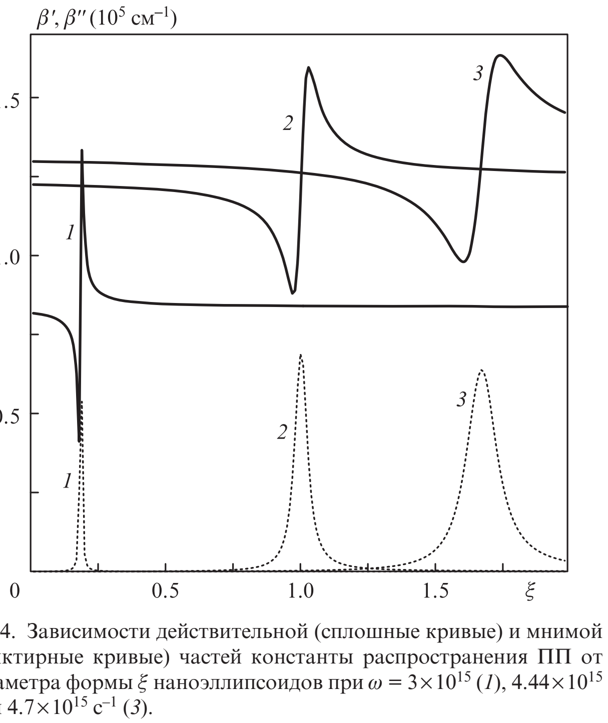

Рис.4. Зависимости действительной (сплошные кривые) и мнимой (пунктирные кривые) частей константы распространения ПП от параметра формы ξ наноэллипсоидов при $\omega = 3\times10^{15}$ (*1*), 4.44×10^{15} (*2*) и 4.7×10^{15} с$^{-1}$ (*3*).

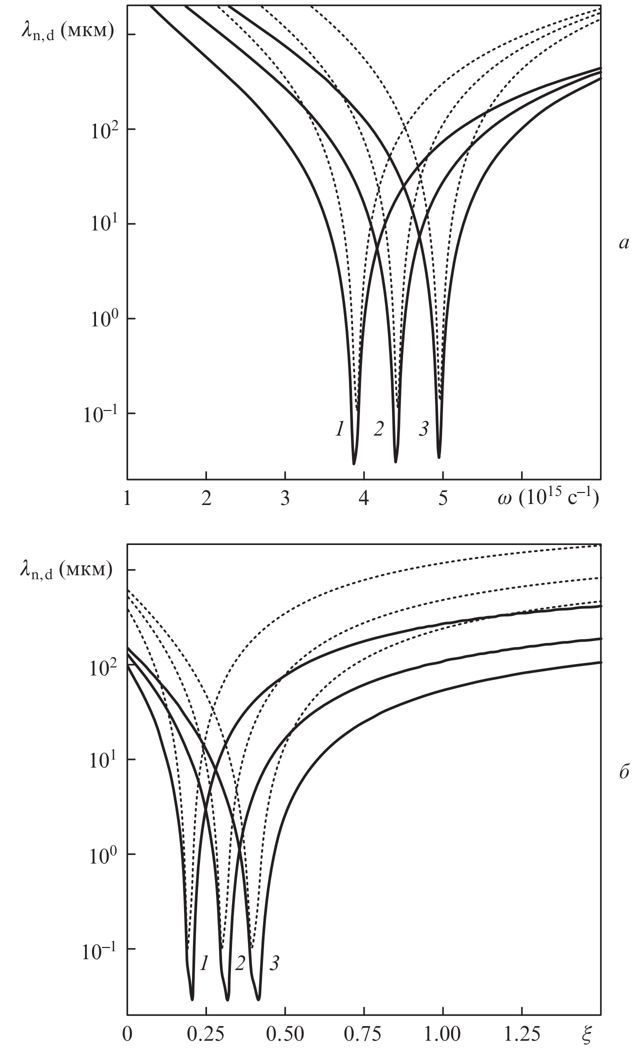

Рис.5. Зависимости глубин проникновения ПП в нанокомпозит (сплошные кривые) и в диэлектрик (пунктирные кривые) от частоты при $\xi = 0.5$ (*1*), 1 (*2*) и 5 (*3*) (*а*), а также от формы наночастиц в НКС для $\omega = 3\times10^{15}$ (*1*), 3.44×10^{15} (*2*) и 3.7×10^{15} с$^{-1}$ (*3*) (*б*).

ПП в нанокомпозит и диэлектрик. Зависимости $\lambda_{\rm n,d}(\omega)$ получены для различных ξ, а зависимости $\lambda_{\rm n,d}(\xi)$ – для различных ω. Локализация поля излучения вблизи границы раздела сред максимальна там, где глубина проникновения поверхностных волн минимальна: $\lambda_{\rm n} \approx 3\times10^{-2}$ мкм и $\lambda_{\rm d} \approx 10^{-1}$ мкм. Отстройка от резонанса в сторону меньших частот вызывает быстрый рост глубины проникновения поля и в нанокомпозит, и в диэлектрик, что в пределе приводит к преобразованию поверхностной волны в объемную. Уход от резонансной частоты в сторону бóльших частот обуславливает более глубокое проникновение ПП в диэлектрик и сравнительно медленный рост $\lambda_{\rm n}$ в нанокомпозите. Таким образом, наибольшая степень локализации поля может быть достигнута в результате перестройки рабочей частоты. Форма нановключений также существенно влияет на величины $\lambda_{\rm d}$ и $\lambda_{\rm n}$. Наибольшей локализации волнового поля на выбранных частотах отвечают значения $\xi \leqslant 0.5$, т.е. НКС с формой включений в виде сплюснутых эллипсоидов. В целом при фиксированном значении ξ величина $\lambda_{\rm d}$ больше $\lambda_{\rm n}$.

5. Энергетические потоки

Энергетической характеристикой волнового процесса с учетом его гармонической зависимости от времени является вектор Пойнтинга $\langle \boldsymbol{S} \rangle = (c/8\pi)\mathrm{Re}(\boldsymbol{E}\times\boldsymbol{H}^*)$, определяющий в рассматриваемом нами случае среднюю за период плотность потока энергии ПП. Наличие как поперечной, так и продольной волновой компоненты электрического поля приводит к тому, что вектор $\langle \boldsymbol{S} \rangle$ имеет как продольную ($\langle S_x \rangle$), так и поперечную ($\langle S_y \rangle$) составляющую. Используя полученные соотношения для волновых полей, запишем выражения для соответствующих им компонент вектора Пойнтинга:

$$\langle S_x(x,z)\rangle = \frac{cH_0^2}{8\pi k_0}$$

$$\times\exp(-2\beta''x)\begin{cases} \beta'\varepsilon_\mathrm{d}^{-1}\exp(-2q_\mathrm{d}'\,z),\ z>0,\\ \dfrac{\varepsilon_\mathrm{eff}'\beta'-\varepsilon_\mathrm{eff}''\beta''}{|\varepsilon_\mathrm{eff}|^2}\exp(2q_\mathrm{n}'\,z),\ z<0,\end{cases}$$

$$\langle S_z(x,z)\rangle = -\frac{cH_0^2}{8\pi k_0}$$

$$\times\exp(-2\beta''x)\begin{cases} q_\mathrm{d}''\,\varepsilon_\mathrm{d}^{-1}\exp(-2q_\mathrm{d}'\,z),\ z>0,\\ \dfrac{\varepsilon_\mathrm{eff}'q_\mathrm{n}''+\varepsilon_\mathrm{eff}''q_\mathrm{n}'}{|\varepsilon_\mathrm{eff}|^2}\exp(2q_\mathrm{n}'\,z),\ z<0.\end{cases}$$

На рис.6 представлены распределения по координате z продольной и поперечной компонент потока энергии ПП, полученные для случая сферических нановключений ($\xi = 1$) на различных частотах ω. Отметим, что на частоте $\omega = 4.44\times10^{15}$ с$^{-1}$ (кривая *2*) в узкой приповерхностной области нанокомпозита поток $\langle S_x \rangle$ отрицателен (см. вставку на рис.6). При этом величина продольного потока в диэлектрике намного больше, чем в нанокомпозите. Это означает, что полный продольный поток энергии в структуре всегда положителен. Поперечная компонента потока $\langle S_z \rangle$ в обеих средах отрицательна, т.е. энергия из диэлектрика, где возникает ее избыток, переносится в

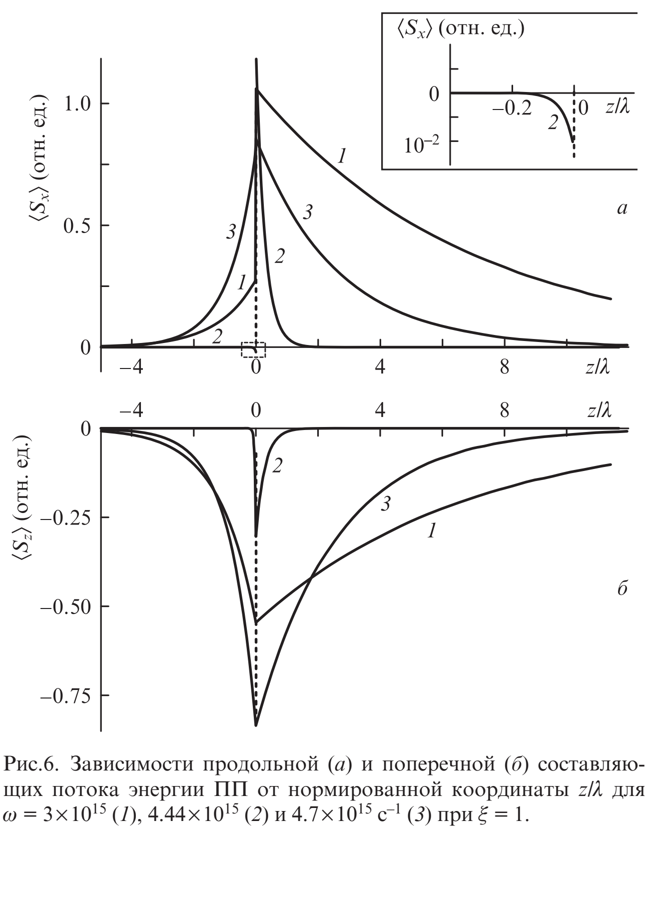

Рис.6. Зависимости продольной (*а*) и поперечной (*б*) составляющих потока энергии ПП от нормированной координаты z/λ для $\omega = 3\times10^{15}$ (*1*), 4.44×10^{15} (*2*) и 4.7×10^{15} с$^{-1}$ (*3*) при $\xi = 1$.

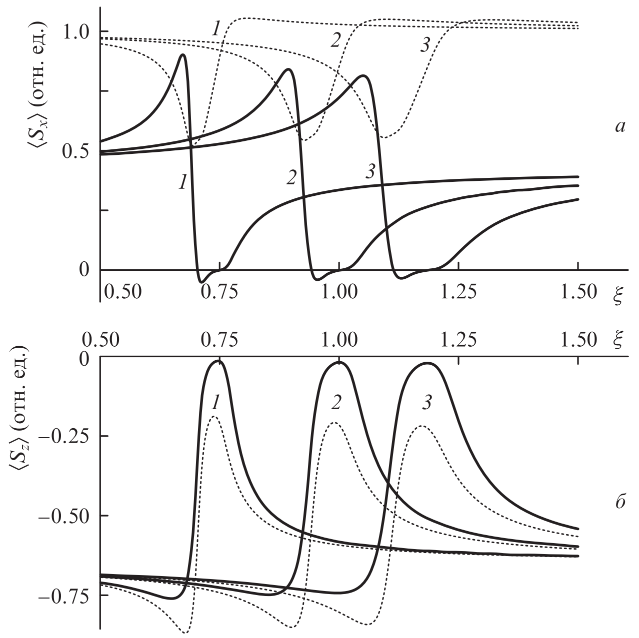

Рис.7. Зависимости продольной (*а*) и поперечной (*б*) компонент плотности потока энергии ПП в НКС (сплошные кривые) и в диэлектрике (пунктирные кривые) от параметра формы наночастиц для $\omega = 4.2\times10^{15}$ (*1*), 4.4×10^{15} (*2*) и 4.5×10^{15} с$^{-1}$ (*3*).

НКС, где имеет место ее недостаток. Далее в НКС происходит частичный переход энергии в тепло. Такая ситуация аналогична поведению потока энергии поверхностной ТМ волны в полубесконечной системе металл – диэлектрик [25], а также в направляющем волноводе, содержащем металлическую подложку с отрицательной эффективной дилектрической проницаемостью [26].

На рис.7 приведены зависимости продольной и поперечной компонент потока энергии ПП в НКС и диэлектрике от формы нановключений (т.е. параметра ξ), полученные для различных значений частоты ω. Видно, что продольная компонента $\langle S_x \rangle$ в диэлектрике всегда положительна, тогда как в НКС она может принимать как положительные, так и отрицательные значения. При этом область, где $\langle S_x \rangle$ отрицательно, с увеличением частоты смещается в сторону бóльших значений ξ. Компонента $\langle S_z \rangle$ в обеих средах отрицательна. Для каждой из частот имеется область параметра ξ, где поведение компонент потока имеет резонансный характер. С ростом частоты указанная область смещается в область бóльших значений ξ. Из-за сильного поглощения в НКС в области отрицательных значений продольной компоненты поперечная компонента потока достигает минимума. Существенно, что в области резонанса обе компоненты потока в каждой из сред оказываются чувствительными к сравнительно небольшим изменениям параметра ξ.

6. Заключение

Проведенный анализ особенностей распространения ПП в анизотропной структуре диэлектрик–нанокомпозит с металлическими включениями относится к случаю, когда диэлектрическая проницаемость одной из сред является комплексной и в структуре имеется поглощение. Учет поглощения приводит к модификации известных условий существования ПП и соответствующих дисперсионных зависимостей. В отличие от структуры с вещественными материальными параметрами, для которой в частотном спектре имеется щель между областями существования поверхностных и объемных волн, в рассматриваемом случае указанная щель отсутствует, разделение на волны поверхностные и объемные является условным и может быть проведено лишь по глубине их проникновения. В работе исследован случай, когда оси всех эллипсоидов параллельны границе раздела сред и перпендикулярны направлению распространения ПП. При этом в дисперсионное соотношение и выражения для волновых полей входит только величина $\varepsilon_{\text{eff}}^{\perp}$, что делает структуру однорезонансной и существенно упрощает анализ. Между тем интерес представляют также две другие основные ориентации осей эллипсоидов – перпендикулярно границе раздела и вдоль направления распространения. В этих случаях поведение ПП будет определяться двумя компонентами тензора эффективной диэлектрической проницаемости НКС – $\varepsilon_{\text{eff}}^{\perp}$ и $\varepsilon_{\text{eff}}^{||}$, поэтому в структуре проявятся два резонанса, что должно привести к большему разнообразию свойств ПП.

Отметим также, что в анизотропной структуре ПП могут быть двух типов. Рассмотренные в настоящей работе ПП относятся к дисперсионному типу. Этот тип поверхностных волн реализуется на границе раздела сред с разными знаками проницаемостей, обладающих, как правило, частотной дисперсией [11, 12]. Ко второму типу относятся поверхностные волны, возникающие вследствие оптической анизотропии одной из пограничных сред при положительных значениях их проницаемостей и относительно малой частотной дисперсии [17, 18]. Этот тип поверхностных волн в анизотропных нанокомпозитах до сих пор не исследовался, хотя нанокомпозиты являются хорошо управляемой средой для наблюдения таких волн. Важность исследования ПП в подобных структурах заключается в возможности использования последних для создания высокоэффективных устройств управления излучением оптического и ИК диапазонов (например, модуляторов и фильтров).

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (контракт №3.175.214К) и РФФИ (грант №13-02-97026 р_поволжье_а).

1. Engheta N., Ziolkowski R.W. *Metamaterials: Physics and Engineering Explorations* (Wiley – IEEE Press, 2006).
2. Головань Л.А., Тимошенко В.Ю., Кашкаров П.К. *УФН*, **177**, 619 (2007).
3. Cai W., Shalaev V. *Optical Metamaterials: Fundamentals and Applications* (New York: Springer, 2010).
4. Shalaev V.M. *Nat. Photonics*, **1**, 41 (2007).
5. Moroz A. *J. Opt. Soc. Am. B*, **26**, 517 (2009).
6. Раснянский А.И., Palpant B., Debrus S. и др. *ФТТ*, **51**, 52 (2009).
7. Климов В.В. *Наноплазмоника* (М.: Физматлит, 2010).
8. Сухов С.В. *Квантовая электроника*, **35**, 741 (2005).
9. Ветров С.Я., Авдеева А.Ю., Тимофеев И.В. *ЖЭТФ*, **140**, 871 (2011).
10. Моисеев С.Г., Остаточников В.А., Семенцов Д.И. *Квантовая электроника*, **42**, 557 (2012).
11. *Поверхностные поляритоны*. Под ред. В.М.Аграновича, Д.Л.Миллса (М.: Наука, 1985).
12. Дмитрук Н.Л., Литовченко В.Г., Стрижевский В.Л. *Поверхностные поляритоны в полупроводниках и диэлектриках* (Киев: Наукова думка, 1989).
13. Новотный Л., Хехт Б. *Основы нанооптики* (М.: Физматлит, 2009).
14. Зуев В.С., Леонтович А.М., Лидский В.В. *Письма в ЖЭТФ*, **91**, 126 (2010).
15. Башарин А.А., Меньших Н.Л. *Письма в ЖЭТФ*, **93**, 770 (2011).
16. Knoesen A., Moharam M.G., Gaylord T.K. *Appl. Phys. B*, **38**, 171 (1985).
17. Дьяконов М.И. *ЖЭТФ*, **94**, 119 (1988).
18. Альшиц В.И., Любимов В.Н. *ФТТ*, **44**, 371; 1895 (2002).
19. Abdulhalim I. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, **11**, 015002 (2009).
20. Averkov Y.O., Yakovenko V.M. *J. Opt. Soc. Am. B*, **28**, 155 (2011).
21. Baranov D.G., Vinogradov A.P., Simovski C.R. *Metamaterials*, **6**, 70 (2012).
22. Санников Д.Г., Семенцов Д.И. *ФТТ*, **55**, 2209 (2013).
23. Баранов Д.Г., Виноградов А.П., Симовский К.Р., Нефедов И., Третьяков С.А. *ЖЭТФ*, **141**, 650 (2014).
24. Moiseev S.G. *Appl. Phys. A*, **103**, 619; 775 (2011).
25. Адамс М. *Введение в теорию оптических волноводов* (М.: Мир, 1984).
26. Санников Д.Г., Семенцов Д.И. *Радиотехника и электроника*, **49**, 1192 (2004).