

Поверхностные плазмон-поляритоны с отрицательной и нулевой групповыми скоростями, распространяющиеся по тонким металлическим пленкам

Д.Ю.Федянин, А.В.Арсенин, В.Г.Лейман, А.Д.Гладун

Определены условия существования поверхностных электромагнитных волн с отрицательной и нулевой групповыми скоростями, распространяющихся по тонкой металлической пленке, ограниченной диэлектрическими средами с различными показателями преломления. Получены аналитические выражения для определения групповой скорости таких волн, представляющие интерес для расчета и оптимизации оптических систем типа диэлектрик–металл–диэлектрик.

Ключевые слова: поверхностные плазмон-поляритоны, плазмоника, нулевая групповая скорость, обратные волны.

1. Введение

Хорошо известно, что дисперсионное соотношение для поверхностных плазмон-поляритонов (ППП) на границе раздела двух полубесконечных сред имеет одну ветвь, т. е. каждому значению волнового вектора k_x соответствует единственное значение частоты ω [1–3]. Однако, если рассматривать пленки конечной толщины, ограниченные с двух сторон средами с другим значением показателя преломления, то вид зависимости $\omega(k_x)$ для ППП существенным образом меняется. Дисперсионное соотношение для ППП, распространяющихся по тонким металлическим пленкам, распадается на две ветви [1–4]. Далее эти ветви будем обозначать ω^+ и ω^- . Высокочастотная ветвь ω^+ соответствует антисимметричной моде, а низкочастотная ветвь ω^- – симметричной моде. Антисимметричной модой считаем ту моду, для которой составляющая электрического поля, параллельная поверхности пленки, меняет знак как функция поперечной координаты. Если пленка достаточно тонкая, т. е. произведение $k_p d$ достаточно мало (d – толщина пленки; $k_p = \omega_p/c$; $\omega_p = \sqrt{4\pi n_e e^2/m_e}$ – плазменная частота; n_e – плотность электронов; e – заряд электрона; m_e – масса электрона; c – скорость света в вакууме), то для антисимметричной моды групповая скорость может быть положительной, равной нулю или отрицательной [5, 6] при соответствующих значениях k_x . Следует отметить, что для ряда плазменных волноводов [7, 8] и волноводов из композитных материалов с отрицательным показателем преломления [9] характерно наличие подобных мод.

Целью данной работы является детальный анализ дисперсионного соотношения для ППП в структурах диэлектрик–тонкая металлическая пленка–диэлектрик (ДМД) с последующим выявлением условий, при кото-

рых групповая скорость ППП для такого тонкопленочного волновода является положительной, отрицательной или нулевой. Рассматривается общий случай, когда диэлектрические среды, ограничивающие тонкую металлическую пленку, могут иметь разные показатели преломления. На основе выведенных теоретических соотношений выполнены расчеты для серебряного тонкопленочного волновода. Наши рассуждения ограничиваются моделью без потерь, что сделано для раскрытия характерных особенностей дисперсионного соотношения и выражений для групповой скорости ППП. К тому же, если не задаваться длиной пробега ППП, то эта модель хорошо описывает и другие металлы, используемые в плазмонике, например золото, и позволяет получать достаточно точные численные результаты.

2. Дисперсионное уравнение для ППП в ДМД-структурах

Дисперсионное соотношение для ППП, распространяющихся по гладкой границе раздела двух полубесконечных сред с диэлектрическими проницаемостями ϵ_1 и ϵ_2 , имеет вид $\kappa_1 \epsilon_2 = -\kappa_2 \epsilon_1$ [2], где

$$\kappa_i = \sqrt{k_x^2 - (\omega/c)^2 \epsilon_i} \quad (1)$$

– постоянные затухания ($i = 1, 2$). В рамках модели Друде $\epsilon_1(\omega) = \epsilon_r - \omega_p^2/\omega^2$ (здесь ϵ_r – константа, учитывающая межзонные переходы в металле), и при больших k_x получим, что ω стремится к $\omega_{sp} = \omega_p(\epsilon_r + \epsilon_2)^{-1/2}$. В этом случае групповая скорость $v_g = d\omega/dk_x$ положительна для всех значений k_x .

Рассмотрим дисперсионное уравнение для пленки конечной толщины, ограниченной с двух сторон средами с различными, в общем случае, показателями преломления. Примем геометрию задачи, изображенную на рис.1, где $a = d/2$ – половинная толщина пленки. Диэлектрическая проницаемость металла $\epsilon_1 < 0$. Диэлектрические проницаемости ϵ_2 и ϵ_3 непроводящих сред, ограничивающих пленку, будем считать положительными и слабо зависящими от частоты. В декартовой системе координат (рис.1), все поля будем искать в виде обобщенных пло-

Д.Ю.Федянин, А.В.Арсенин, В.Г.Лейман, А.Д.Гладун. Московский физико-технический институт (государственный университет), Россия, Московская обл., 141700 Долгопрудный, Институтский пер., 9; e-mail: feddu@mail.ru, a.arsenin@mail.ru

Поступила в редакцию 6 февраля 2009 г., после доработки – 1 апреля 2009 г.

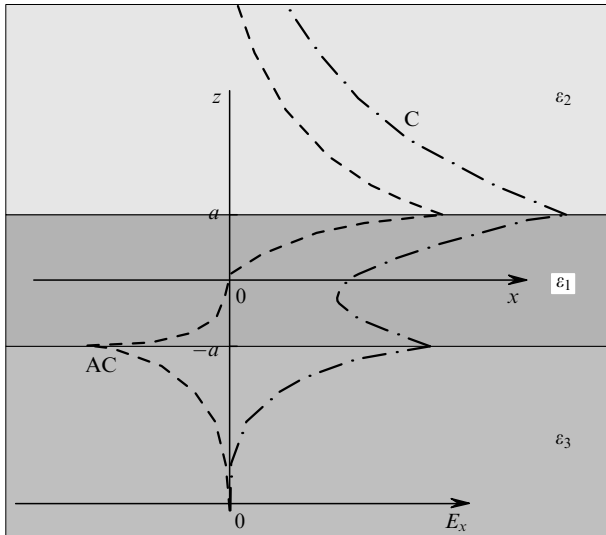


Рис.1. Схема волноводной ДМД-структуры. Штриховой и штрихпунктирной линиями изображено пространственное распределение поля E_x (С – для симметричной моды и АС – для антисимметричной моды).

ских волн вида $V = V \exp(-i\omega t + ik_x x + ik_z z)$ ([10], гл. 1). Дисперсионное уравнение для ППП, распространяющихся по тонкой пленке, записывается в виде [1–4]

$$\exp(-4\kappa_1 a) = \frac{\kappa_1 \epsilon_2 + \kappa_2 \epsilon_1 \kappa_1 \epsilon_3 + \kappa_3 \epsilon_1}{\kappa_1 \epsilon_2 - \kappa_2 \epsilon_1 \kappa_1 \epsilon_3 - \kappa_3 \epsilon_1}, \quad (2)$$

где постоянные затухания κ_i находятся из (1).

Для случая $\epsilon_2 = \epsilon_3$ выражение (2) может быть упрощено и представлено в виде двух уравнений для двух ветвей. Первое уравнение соответствует антисимметричной моде ω^+ ,

$$\tanh(\kappa_1 a) = -\kappa_2 \epsilon_1 / (\kappa_1 \epsilon_2), \quad (3)$$

а второе уравнение описывает симметричную моду ω^- ,

$$\tanh(\kappa_1 a) = -\kappa_1 \epsilon_2 / (\kappa_2 \epsilon_1). \quad (4)$$

При этом каждому значению k_x поставлены в соответствие сразу два значения частоты ω .

Очевидно, что $\exp(-4\kappa_1 a) \simeq 0$ для довольно толстой пленки и тождество (2) эквивалентно выражению $(\kappa_1 \epsilon_2 + \kappa_2 \epsilon_1)(\kappa_1 \epsilon_3 + \kappa_3 \epsilon_1) = 0$. В этом случае дисперсионное уравнение описывает две независимые ветви: первая соответствует ППП на границе раздела двух полубесконечных сред с диэлектрическими проницаемостями ϵ_1 и ϵ_2 , а вторая – на границе сред с ϵ_1 и ϵ_3 , т.е. ППП, возбужденные на нижней и верхней границах пленки, не связываются друг с другом.

Проанализируем дисперсионное соотношение (2) при больших k_x . Для случая $\epsilon_2 = \epsilon_3$ при $k_x \rightarrow \infty$ получим, что $\omega \rightarrow \omega_{sp}$, а при $\epsilon_2 \neq \epsilon_3$ имеем $\omega \rightarrow \omega_{sp}^+ = \omega_p [\epsilon_r + \max(\epsilon_2, \epsilon_3)]^{-1/2}$ для ветви ω^+ и $\omega \rightarrow \omega_{sp}^- = \omega_p [\epsilon_r + \min(\epsilon_2, \epsilon_3)]^{-1/2}$ для ветви ω^- (рис.2). Отметим, что случай $\epsilon_r = 1$ хорошо описан, например, в обзоре [3]. Для достаточно толстых пленок предельные значения ω при $k_x \rightarrow \infty$ точно такие же, что, очевидно, эквивалентно следующему утверждению: при больших k_x поля поверхностных волн на обеих границах раздела не перекрываются,

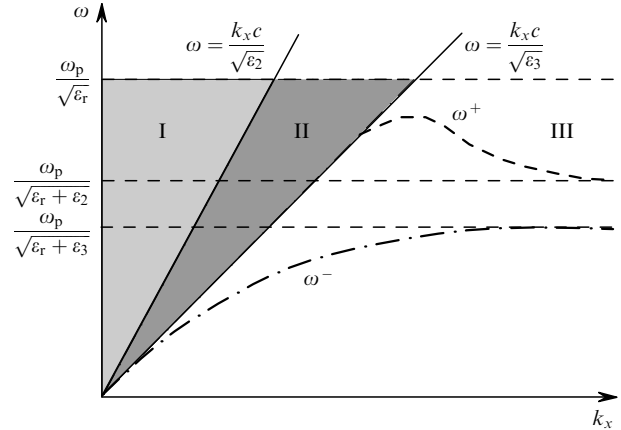


Рис.2. Дисперсионные зависимости ППП для тонкой металлической пленки (описание областей I, II, III см. в тексте).

ваются, т.е. глубина проникновения электромагнитного поля в пленку много меньше ее толщины.

Обратимся к координатной плоскости k_x, ω (рис.2). Интерес представляет лишь область, где $\omega < \omega_p / \sqrt{\epsilon_r}$ (т.е. $\epsilon_1 < 0$). Для удобства далее будем считать, что $\epsilon_2 < \epsilon_3$. Для всех точек в области I постоянные затухания κ_2 и κ_3 (см. (1)) принимают только мнимые значения, что соответствует волнам, распространяющимся от пленки, и, следовательно, в этой области лежат только излучательные (радиационные) моды, которые нас не будут интересовать. В области II κ_2 является действительной величиной, а κ_3 – мнимой, т.е. в этом случае имеет место излучение в полупространство с диэлектрической проницаемостью ϵ_3 . Представляющие интерес направляемые (нерадиационные) моды лежат в области III, где постоянные затухания κ_2 и κ_3 – действительные величины.

Следовательно, для возбуждения направляемых мод можно использовать схему, подобную схеме Отто (или схему Кретчманна с тремя слоями) (рис.3), причем в этом случае диэлектрическая проницаемость призмы должна удовлетворять условию $\epsilon_{pr} > \max(\epsilon_2, \epsilon_3)$, т.к. выполнение именно этого условия позволяет попасть в область III плоскости k_x, ω , где лежат направляемые моды. Толщина слоя s в подобных экспериментах должна быть порядка длины волны в среде с диэлектрической проницаемостью ϵ_1 .

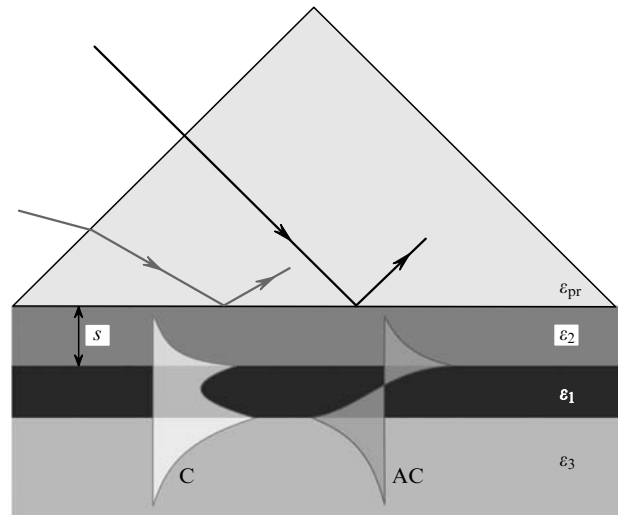


Рис.3. Схема возбуждения ППП на тонкой металлической пленке.

цаемостью ε_2 . Вместе с тем следует отметить, что при довольно большой толщине пленки можно считать, что в области II будут лежать уже направляемые моды. Это объясняется малой глубиной проникновения полей ППП, возбужденных на каждой границе раздела, в пленку по сравнению с ее толщиной.

Решая уравнения Максвелла для изображенной на рис.1 конфигурации, находим пространственное распределение поля ППП, распространяющихся в тонких металлических пленках. Рассмотрению подлежат только ТМ-волны (р-поляризация), т. к. лишь для них существуют поверхностные волны. Комплексная амплитуда магнитного поля запишется в виде

$$H_y = A \exp(-\kappa_3 z) \exp(ik_x x) \quad (5)$$

при $z \geq a$,

$$H_y = \frac{\kappa_1 \varepsilon_3 - \kappa_3 \varepsilon_1}{2\kappa_1 \varepsilon_3} A \exp[-(\kappa_3 + \kappa_1)a] \exp(\kappa_1 z) \exp(ik_x x) + \frac{\kappa_1 \varepsilon_3 + \kappa_3 \varepsilon_1}{2\kappa_1 \varepsilon_3} A \exp[(\kappa_1 - \kappa_3)a] \exp(-\kappa_1 z) \exp(ik_x x) \quad (6)$$

при $-a \leq z < a$,

$$H_y = \frac{\kappa_1 \varepsilon_3 + \kappa_3 \varepsilon_1 \varepsilon_2}{\kappa_1 \varepsilon_2 - \kappa_2 \varepsilon_3 \varepsilon_3} A \exp[(\kappa_2 - \kappa_3 - 2\kappa_1)a] \times \exp(\kappa_2 z) \exp(ik_x x) \quad (7)$$

при $z < -a$.

Поля E_x и E_z легко находятся из уравнений Максвелла. В этих формулах и всюду далее κ_i определяются из (1), для сокращения записи используется обозначение $k = \omega/c$. Из (5) также видно, что величина A имеет смысл амплитуды магнитного поля H_y при $x = a$, умноженной на $\exp(\kappa_3 a)$.

3. Условия существования поверхностных электромагнитных волн с отрицательной и нулевой групповыми скоростями

Как показано в [5, 6, 8], в ДМД-структурах могут возбуждаться обратные поверхностные волны, скорость переноса энергии которых направлена противоположно фазовой. Установим условия существования обратных волн и волн с нулевой групповой скоростью в системе, изображенной на рис.1. Выражение для x -компоненты вектора Умова – Пойтинга в комплексной форме записывается в виде

$$S_x = -\frac{c}{8\pi} E_z H_y^* \quad (8)$$

Среднее за период колебания значение обычного вектора Умова – Пойтинга

$$\bar{S}_x = \text{Re}(S_x). \quad (9)$$

Групповая скорость отрицательна, если общий поток энергии направлен противоположно фазовой скорости, что может быть записано в следующем виде:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \bar{S}_x dz < 0, \quad (10)$$

и равна нулю, если общий поток энергии равен нулю, т. е.

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \bar{S}_x dz = 0. \quad (11)$$

Напомним, что интерес представляют только направляемые моды (а значит, компонента потока энергии вдоль оси z равна нулю) и что влияние потерь пренебрежимо мало. Условия (10) и (11) могут быть выполнены, т. к. $\bar{S}_x \propto \kappa_i / (\varepsilon k)$ в диэлектриках является положительной величиной, а в металле, при $\omega < \omega_p / \sqrt{\varepsilon_r}$, – отрицательной. Таким образом, для удовлетворения соотношению (10) необходимо, чтобы компонента потока энергии в пленке вдоль оси x превышала по абсолютной величине таковую же в диэлектриках. Используя соотношения (5)–(7), получаем, что данное условие равносильно следующему неравенству:

$$\frac{1}{2|\varepsilon_1|} \left\{ \frac{\sinh(2\kappa_1 a)}{\kappa_1} \left[\left(\frac{\kappa_1 \varepsilon_3 - \kappa_3 \varepsilon_1}{\kappa_1 \varepsilon_3} \right)^2 \exp(-2\kappa_1 a) + \left(\frac{\kappa_1 \varepsilon_3 + \kappa_3 \varepsilon_1}{\kappa_1 \varepsilon_3} \right)^2 \exp(2\kappa_1 a) \right] + 4a \frac{\kappa_1^2 \varepsilon_3^2 - \kappa_3^2 \varepsilon_1^2}{\kappa_1^2 \varepsilon_3^2} \right\} > \frac{1}{\kappa_3 \varepsilon_3} + \frac{\varepsilon_2}{\kappa_2 \varepsilon_3^2} \left(\frac{\kappa_1 \varepsilon_3 + \kappa_3 \varepsilon_1}{\kappa_1 \varepsilon_2 - \kappa_2 \varepsilon_1} \right)^2 \exp(4\kappa_1 a). \quad (12)$$

Это громоздкое выражение можно значительно упростить для случая $\varepsilon_2 = \varepsilon_1$. Действительно, при этом дисперсионное соотношение (3) для ветви ω^+ позволяет установить однозначную связь между $\kappa_1 \varepsilon_2$ и $\kappa_2 \varepsilon_1$ через функцию только $\kappa_1 a$. Амплитуды магнитного поля $H_y(z)$ и электрического $E_z(z)$, $E_x(z)$ при $z < -a$ перестают зависеть от параметров κ_1 , ε_1 , связанных с материалом пленки, к тому же $H_y(z) = H_y(-z)$, $E_z(z) = E_z(-z)$, $E_x(z) = -E_x(-z)$ при $|z| \geq a$. Выражения для полей в пленке в соответствии с (3) становятся функциями только $\kappa_1 a$, умноженными на $\exp(-\kappa_2 a)$, и $H_y(z) = H_y(-z)$, $E_z(z) = E_z(-z)$, $E_x(z) = -E_x(-z)$ при $|z| < a$. Таким образом, появляется симметрия относительно плоскости $z = 0$. Окончательно получаем

$$\tanh(\kappa_1 a) \left[\tanh(\kappa_1 a) + \frac{\kappa_1 a}{\cosh^2(\kappa_1 a)} \right] > \frac{\varepsilon_1^2}{\varepsilon_2^2}. \quad (13)$$

Частное выражение для случая $\varepsilon_2 = \varepsilon_3 = 1$ можно найти в [8] (гл. 10).

Удобство соотношения (13) состоит в том, что каждая часть этого неравенства является функцией только одной переменной: слева – только $\kappa_1 a$, а справа – только ω . Проведя аналогичные действия для ветви ω^- , которой соответствует дисперсионное соотношение (4), можно убедиться, что низкочастотная ветвь не допускает существования нулевой и отрицательной групповых скоростей – для любого k_x групповая скорость положительна и дисперсионная кривая, соответствующая (4), лежит ниже ω_{sp} . Можно дать следующее качественное физическое объяснение этого результата: в пленке амплитуда поля $E_x(z)$ для симметричной моды значительно больше, а $E_z(z)$ существенно меньше, чем те же величины для антисимметричной моды, и компонента потока энергии

вдоль оси x в пленке уже не может превысить по абсолютной величине поток энергии в диэлектриках.

При выводе соотношений (12), (13) мы ограничились рассмотрением направляемых мод, но не делали никаких предположений о виде зависимости $\varepsilon_1(\omega)$ за исключением того, что пренебрегли потерями и считали ε_1 отрицательным. Следовательно, соотношения (12), (13) остаются справедливыми и, например, для поверхностных фонон-поляритонов в случае изотропного кристалла с одним дисперсионным осциллятором ($\varepsilon_1(\omega) = \varepsilon_\infty - (\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty)\omega_{\text{то}}^2 / (\omega^2 - \omega_{\text{то}}^2)^{-1}$, где ε_∞ и ε_0 – высокочастотная и статическая диэлектрические проницаемости; $\omega_{\text{то}}$ – частота длинноволновых оптических фононов [2]).

Аналогичные результаты можно получить для условия нулевой групповой скорости. В выражениях (12), (13) достаточно заменить знаки « $>$ » на « $=$ », и мы получим условие резонанса. Тогда детальный анализ требует рассмотрения комплексных k_x в общем случае учета потерь, однако мы не будем останавливаться на этом вопросе в рамках настоящей статьи. Заметим, что если удастся создать условия, при которых потери не будут значительными, то рассматриваемая система будет представлять собой резонатор с высокой добротностью, в котором можно получать большие усиления полей [11, 12].

4. Выражения для определения групповой скорости

От условий существования (12), (13) можно перейти к количественному описанию групповой скорости. В соответствии с вариационной теоремой, изложенной Берсом ([8], гл. 7), при действительных k_x и ω

$$v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k_x} = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \bar{S}_x dz}{\int_{-\infty}^{+\infty} w dz}, \quad (14)$$

где w – средняя по времени объемная плотность энергии. Числитель в (14) представляет собой средний по времени поток энергии по всему сечению на единицу ширины пленки (единицу y), а знаменатель – среднюю по времени энергию, соответствующую единице длины (единице x) и приходящуюся на единицу ширины пленки. Интегралы, стоящие в числителе и знаменателе правой части равенства (14), могут быть вычислены с помощью выражений (5)–(9):

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{+\infty} \bar{S}_x dz &= \frac{c}{16\pi} \frac{k_x}{k} |A|^2 \exp(-2\kappa_3 a) \\ &\times \left(\frac{1}{\kappa_3 \varepsilon_3} + \frac{\varepsilon_2}{\kappa_2 \varepsilon_3^2} \left(\frac{\kappa_1 \varepsilon_3 + \kappa_3 \varepsilon_1}{\kappa_1 \varepsilon_2 - \kappa_2 \varepsilon_1} \right)^2 \exp(4\kappa_1 a) \right. \\ &+ \frac{1}{2\varepsilon_1} \left\{ \frac{\sinh(2\kappa_1 a)}{\kappa_1} \left[\left(\frac{\kappa_1 \varepsilon_3 - \kappa_3 \varepsilon_1}{\kappa_1 \varepsilon_3} \right)^2 \exp(-2\kappa_1 a) \right. \right. \\ &\left. \left. + \left(\frac{\kappa_1 \varepsilon_3 + \kappa_3 \varepsilon_1}{\kappa_1 \varepsilon_3} \right)^2 \exp(2\kappa_1 a) \right] + 4a \frac{\kappa_1^2 \varepsilon_3^2 - \kappa_3^2 \varepsilon_1^2}{\kappa_1^2 \varepsilon_3^2} \right\} \right), \quad (15) \end{aligned}$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} w dz = \frac{1}{16\pi} \frac{1}{k^2} |A|^2 \exp(-2\kappa_3 a)$$

$$\begin{aligned} &\times \left\{ \frac{k_x^2}{\varepsilon_3 \kappa_3} + \frac{k_x^2 \varepsilon_2}{\varepsilon_3 \kappa_2} \left(\frac{\kappa_1 \varepsilon_3 + \kappa_3 \varepsilon_1}{\kappa_1 \varepsilon_2 - \kappa_2 \varepsilon_1} \right)^2 \exp(4\kappa_1 a) \right. \\ &+ \frac{2\varepsilon_r \varepsilon_1 k^2 + 2(\varepsilon_r - \varepsilon_1) \kappa_1^2 \sinh(2\kappa_1 a)}{2\varepsilon_1^2 \kappa_1} \\ &\times \left[\left(\frac{\kappa_1 \varepsilon_3 - \kappa_3 \varepsilon_1}{\kappa_1 \varepsilon_3} \right)^2 \exp(-2\kappa_1 a) + \left(\frac{\kappa_1 \varepsilon_3 + \kappa_3 \varepsilon_1}{\kappa_1 \varepsilon_3} \right)^2 \right. \\ &\left. \left. \times \exp(2\kappa_1 a) \right] + k^2 \frac{\kappa_1^2 \varepsilon_3^2 - \kappa_3^2 \varepsilon_1^2}{\kappa_1^2 \varepsilon_3^2} \left(\frac{1 + \varepsilon_1}{\varepsilon_1} \right) \right\}. \end{aligned}$$

Упрощая эти выражения для ветви ω^+ в случае, когда $\varepsilon_2 = \varepsilon_3$, получаем

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{+\infty} \bar{S}_x dz &= \frac{c}{8\pi} \frac{k_x}{k} |A|^2 \exp(-2\kappa_2 a) \\ &\times \left\{ \frac{1}{\kappa_2 \varepsilon_2} + \frac{1}{\kappa_1 \varepsilon_1} \left[\tanh(\kappa_1 a) + \frac{\kappa_1 a}{\cosh^2(\kappa_1 a)} \right] \right\}, \quad (17) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{+\infty} w dz &= \frac{1}{8\pi} \frac{1}{k^2} |A|^2 \exp(-2\kappa_2 a) \\ &\times \left[\frac{k_x^2}{\kappa_2 \varepsilon_2} + \frac{\varepsilon_r \varepsilon_1 k^2 + (\varepsilon_r - \varepsilon_1) \kappa_1^2 \tanh(\kappa_1 a)}{\kappa_1 \varepsilon_1^2} \right. \\ &\left. + \frac{\varepsilon_r k^2}{\kappa_1 \varepsilon_1} \frac{\kappa_1 a}{\cosh^2(\kappa_1 a)} \right]. \quad (18) \end{aligned}$$

Заметим, что аналогичным образом можно получить выражения для групповой скорости ветви ω^- , но мы не будем останавливаться на этом вопросе, т. к. только в случае ω^+ групповая скорость, как отмечалось выше, может быть и положительной, и нулевой, и отрицательной. Групповую скорость также можно вычислять, пользуясь методом численного дифференцирования дисперсионных соотношений (2)–(4), однако такой способ сопряжен с некоторыми трудностями, например: дисперсионные соотношения заданы в неявном виде, что затрудняет дифференцирование; с высокой степенью точности требуется находить удовлетворяющие дисперсионному соотношению точки плоскости k_x, ω , которые лежат в малой окрестности рассматриваемой точки.

Формула (14), дополненная соотношениями (15), (16), позволяет вычислить значение групповой скорости в удовлетворяющей дисперсионному соотношению точке лишь при известных ее координатах на плоскости k_x, ω . Отметим, что выражения (16)–(18) получены для конкретной модели. Однако сделав соответствующие предположения и дополнительные выкладки, можно получить аналогичные формулы и для других моделей, например поверхностных фонон-поляритонов в случае изотропного кристалла с одним дисперсионным осциллятором.

5. Обсуждение результатов

Продемонстрируем возможность использования полученных соотношений для анализа обратных волн и волн с нулевой групповой скоростью в ДМД-волноводах на примере конкретных материалов, применяемых в

плазмоне. Главным образом остановимся на возможностях практического применения полученных в работе результатов.

Рассмотрим тонкую серебряную пленку в конфигурации, изображенной на рис.1. Ограничимся рассмотрением диапазона частот, соответствующих длинам волн света в вакууме 300–600 нм. Зависимость диэлектрической проницаемости серебра от частоты в выбранном диапазоне частот может быть определена соотношением $\epsilon_1(\omega) = 6.0 - (1.43 \times 10^{16})^2/\omega^2$, которое получено в рамках модели Друде с учетом поправки на межзонные переходы в металле, сделанной по экспериментальным данным [13]. Это соотношение позволяет приближенно описывать диэлектрическую проницаемость серебра при комнатной температуре (частота столкновений электронов $\gamma_e \approx 7.7 \times 10^{13} \text{ с}^{-1}$ и, следовательно, $\omega, \omega_p \gg \gamma_e$) и практически без погрешности – высокочистых образцов серебра при температуре жидкого гелия ($\gamma_e < 10^{12} \text{ с}^{-1}$) [14].

На рис.4 приведены дисперсионные зависимости для волноводных структур $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-Ag-вакуум}$, $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-Ag-Al}_2\text{O}_3$, $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-Ag-SiO}_2$ и $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-Ag-ZrO}_2$, которые демонстрируют, что наклон высокочастотной ветви положительный при малых k_x , а затем, при увеличении k_x , плавно переходит в отрицательный. Тот факт, что дисперсионная зависимость ППП для высокочастотной ветви выходит не из нуля при $\epsilon_2 \neq \epsilon_3$, объясняется тем, что рассмотрению подлежат только направляемые моды. По полученным дисперсионным зависимостям можно оценить групповую скорость ППП, однако они не позволяют вычислить точное ее значение и определить вид зависимости от различных параметров исследуемой ДМД-структуры. Эту проблему решает соотношение (14), дополненное выражениями (15), (16).

Примером расчета может служить зависимость групповой скорости от волнового вектора ППП, представленная на рис.5 для четырех ДМД-структур. Эта зависимость характеризуется наличием минимума для групповой скорости. Кроме того, рис.5 наглядно демонстрирует

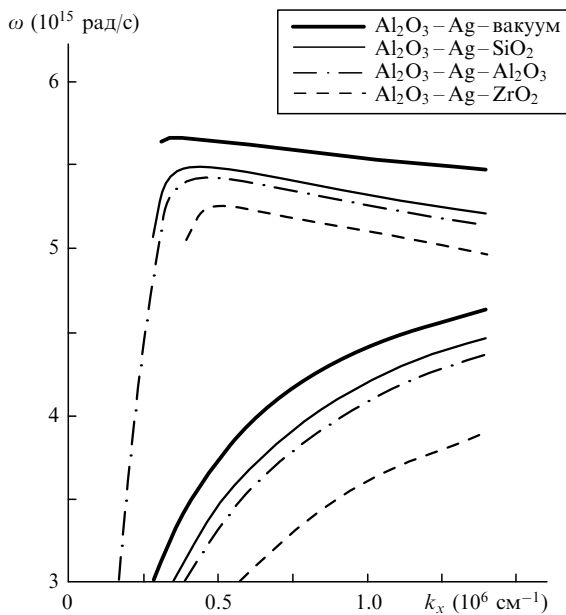


Рис.4. Дисперсионные зависимости ППП для волноводных структур $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-Ag-вакуум}$, $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-Ag-SiO}_2$, $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-Ag-Al}_2\text{O}_3$ и $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-Ag-ZrO}_2$. Толщина серебряной пленки $d = 10 \text{ нм}$, диэлектрические проницаемости $\epsilon = 2.84 (\text{Al}_2\text{O}_3)$, $2.2 (\text{SiO}_2)$ и $5.5 (\text{ZrO}_2)$.

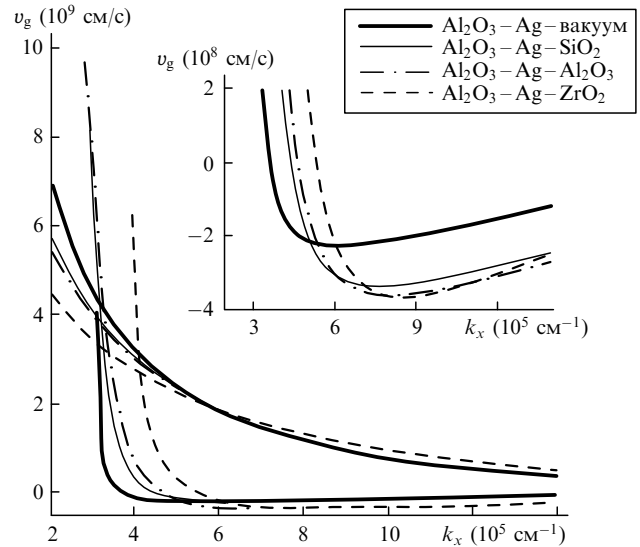


Рис.5. Зависимость групповой скорости от волнового вектора для тех же структур, что и на рис.4.

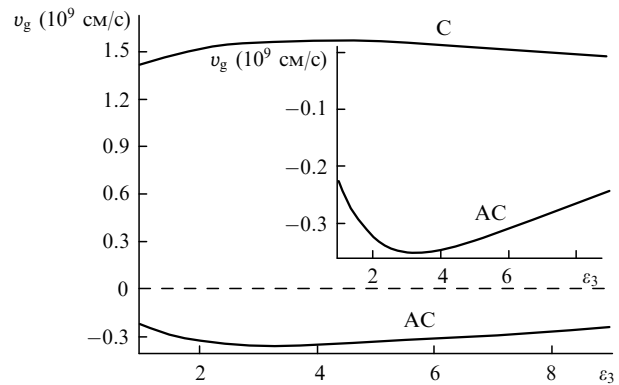


Рис.6. Зависимость групповой скорости от ϵ_3 ; диэлектрическая проницаемость $\epsilon_2 = 2.84 (\text{Al}_2\text{O}_3)$, толщина пленки $d = 10 \text{ нм}$, волновой вектор $k_x = 7 \times 10^5 \text{ см}^{-1}$. На вставке – высокочастотная ветвь.

ет, что групповая скорость ППП зависит от диэлектрических проницаемостей сред, окружающих металлическую пленку. Соотношения (14)–(16) позволяют установить эту зависимость.

На рис.6 представлена зависимость групповой скорости ППП от диэлектрической проницаемости ϵ_3 одной из сред, окружающих серебряную пленку, в предположении, что величины ϵ_2 , d и k_x фиксированы. Групповая скорость имеет минимум для высокочастотной ветви при $\epsilon_3 \approx 3.2$ и слабую зависимость от ϵ_3 для низкочастотной ветви. Полученные соотношения (12), (14)–(16) могут быть использованы для решения задач расчета и оптимизации волноводных структур типа ДМД.

6. Заключение

В настоящей работе получены соотношения для определения условий существования обратных волн и волн с нулевой групповой скоростью, а также групповой скорости ППП в ДМД-структурах в общем случае, когда окружающие металлическую пленку среды могут иметь разные диэлектрические проницаемости. Приведены примеры расчета и анализ зависимости групповой скорости ППП от различных параметров для конкретных структур.

Следует отметить, что, как было показано в [6], благодаря существованию в ДМД-структурах обратных волн следует ожидать отрицательной рефракции ППП на границе раздела двух слоистых структур [15]. Полученные в работе соотношения позволяют предсказывать отрицательную рефракцию в заданной структуре и оптимизировать параметры устройств, например решать задачу поиска слоистой структуры с минимальной групповой скоростью или с заданной групповой скоростью. Они также могут послужить теоретической основой для создания класса устройств плазмоники на основе обратных волн. Условие существования волны с нулевыми групповыми скоростями может быть использовано для разработки высокочастотных плазмонных резонаторов.

Авторы благодарят С.И.Божевольного и И.Р.Габитова за полезные критические замечания. Работа выполнена при финансовой поддержке Федерального агентства по образованию Российской Федерации (гранты 2.1.1/236 и 2.1.1/523) и РФФИ (гранты № 08-02-00569 и 09-07-00285).

1. Economou E.N. *Phys. Rev.*, **182**, 539 (1969).

2. Agranovich V.M., Mills D.L. *Surface Polaritons* (Amsterdam, New York, Oxford: North-Holland Publishing Company, 1982).
3. Zayats A.V., Smolyaninov I.I., Maradudin A.A. *Phys. Rep.*, **408**, 131 (2005).
4. Burke J.J., Stegeman G.I., Tamir T. *Phys. Rev. B*, **33**, 5186 (1986).
5. Tournois P., Laude V. *Opt. Commun.*, **137**, 41 (1997).
6. Liu Y., Pile D., Liu Z., Wu D., Sun C., Zhang X. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **6323**, 63231M (2006).
7. Paik S.F. *Proc. IRE*, **50**, 462 (1962).
8. Allis W.P., Buchsbaum S.J., Bers A. *Waves in Anisotropic Plasma* (Cambridge, Massachusetts: M.I.T. Press, 1963).
9. Ruppin R. *J. Phys. Condens. Matter*, **13**, 1811 (2001).
10. Вайнштейн Л.А. *Электромагнитные волны* (М.: Радио и связь, 1988).
11. Ibanescu M., Johnson S.G., Roundy D., Fink Y., Joannopoulos J.D. *Opt. Lett.*, **30**, 552 (2005).
12. Karalis A., Lidorikis E., Ibanescu M., Joannopoulos J.D., Soljacic M. *Phys. Rev. Lett.*, **95**, 063901 (2005).
13. Palik E.D. *Handbook of Optical Constants of Solids* (New York: Academic Press, 1998, Vol. 1).
14. Kittel C. *Introduction to Solid State Physics* (Hoboken, NJ: Wiley, 2005).
15. Агранович В.М., Гартштейн Ю.Н. *УФН*, **176**, 1051 (2006).