

А. В. Максименко^{1,2}, Г. И. Загинайлов^{1,2}

¹НПК ВИЭРТ, Харьковский физико-технический институт

1, ул. Академическая, Харьков, 6108, Украина

²Харьковский национальный университет им. В. Н. Каразина

4, пл. Свободы, Харьков, 61022, Украина

E-mail: maksimenko.meme@yandex.ru

ОБ ИНТЕРПРЕТАЦИИ ПРОЦЕССА ВОЗБУЖДЕНИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ПРИЗМЕННЫМ СПОСОБОМ В СЛОЯХ ПЛАЗМОПОДОБНЫХ СРЕД

Эффект нарушенного полного внутреннего отражения (НПВО) широко используется как для изучения свойств диэлектрических и металлических пленок, так и для изучения дисперсионных свойств поверхностных волн (ПВ). Однако теория НПВО основана на идеализированных моделях, что может привести к не совсем корректной интерпретации резонансных эффектов, возникающих в экспериментах. В работе на основе концепции вытекающих (несобственных или несектральных) ПВ интерпретируются известные закономерности НПВО в геометрии Кречмана. Показано, что минимум коэффициента отражения соответствует резонансу с вытекающей ПВ. Он сдвинут относительно резонанса с обычной спектральной (собственной) ПВ. Приведена приближенная аналитическая оценка этого сдвига. Отсутствие НПВО в пренебрежении диссипации в облучаемом материале связано с идеализацией геометрии задачи, которая может приводить к невозможности возбуждения собственных ПВ. Также дана физическая интерпретация условия, при котором коэффициент отражения обращается в ноль. Полученные результаты могут быть полезны при изучении дисперсионных свойств ПВ, разработке методов точного измерения коэффициентов отражения и определения параметров диэлектрических и металлических пленок. Ил. 5. Библиогр.: 9 назв.

Ключевые слова: нарушенное полное внутреннее отражение, поверхностные волны, плазмоны, тонкие пленки, спектроскопия.

В настоящее время поверхностные плазменные волны (ПВ) (или плазмоны) являются предметом интенсивных исследований. Они обладают рядом уникальных свойств (локализация и повышенная плотность электромагнитного поля в тонких приповерхностных слоях, распространение на большие расстояния вдоль поверхности, высокая чувствительность к свойствам, структуре и дефектам приповерхностных слоев и т. д.). Одним из важнейших, но трудно реализуемых оптических измерений на металлических зеркалах с большим коэффициентом отражения R является измерение с высокой точностью их коэффициента поглощения (или поглощательной способности) $1 - R$ [1]. Знание этого параметра необходимо в первую очередь там, где используются интенсивные световые пучки, способные нагревать и разрушать металл. В частности, в технике мощных лазеров металлические зеркала используются в оптических резонаторах, а также как поворотные зеркала в оптических трактах. Использовать традиционные измерения коэффициентов отражения здесь оказывается недостаточно, так как при измерении величины $R = 0,95 \dots 0,99$ с относительной погрешностью всего лишь 1 % относительная погрешность определения величины коэффициента поглощения составит уже от 20 до 100 %. Применение плазмонов для измерения поглощательной способности высокоотражающих зеркальных поверхностей позволяет преодолеть принципиальные недостатки обычных методов. Бурное развитие нанотехнологий стимулирует исследование свойств пленок, толщина которых

составляет десятки и даже единицы нанометров. Тонкие пленки широко используются в микроэлектронике, наноптонике, вычислительной и криогенной технике, оптике и оптоэлектронике, в других технических отраслях. Качество получения сверхтонких пленок металлов зависит от выбранного метода. При этом особенности фазовых и структурных состояний вещества в тонких пленках создают большие технологические и эксплуатационные трудности, связанные с недостаточной их воспроизводимостью (это сильно сказывается в субмиллиметровом, а также в видимом диапазоне) и возможной нестабильностью свойств во времени. Таким образом, весьма актуальной является задача разработки метода неразрушающего оперативного измерения и контроля усредненных электрофизических параметров и толщины наноразмерных тонких пленок в субмиллиметровом, миллиметровом и сантиметровом диапазоне длин волн [2]. В видимом диапазоне из всех разработанных методов оперативностью и одновременно высокой точностью выделяются методы измерения, основанные на возбуждении плазмонов.

Для успешного использования и разработки методов и устройств, основанных на возбуждении ПВ, необходимо глубокое понимание и корректная физическая интерпретация резонансного эффекта, связанного с ПВ.

Один из распространенных методов возбуждения ПВ основан на принципе нарушения полного внутреннего отражения (НПВО) [1–5]. Эффект заключается в том, что коэффициент от-

ражения становится меньше единицы в области углов падения, больших угла полного внутреннего отражения, что послужило основой для развития спектроскопии, имеющей ряд преимуществ перед традиционными методами исследования спектров поглощения и отражения. Особенно эффективен метод НПВО для исследования поверхностных оптических свойств объектов, а также для сильно поглощающих сред. Явление НПВО следует учитывать при передаче световых сигналов на большие расстояния с помощью световодов. Наиболее часто встречающимися конфигурациями этого метода являются конфигурации Кречмана и Отто [4, 5]. Возникающие при этом резонансные явления хорошо известны [6–8], однако их физическая интерпретация, на наш взгляд, является недостаточно полной, а иногда и не совсем корректной. В частности, не совсем понятна интерпретация резонансного уменьшения коэффициента отражения. Как известно [1, 3, 7, 8], резонансное уменьшение коэффициента отражения связывают с возбуждением поверхностных волн. Однако этот эффект отсутствует, если пренебречь затуханием в слое плазмоподобной среды. В то же время поверхностная волна и порождаемый ею резонанс существуют и в слое плазмоподобной среды без затухания. Более того, эта резонансная поверхностная волна является затухающей и для ее возбуждения необходим постоянный приток энергии. Однако НПВО в этом случае отсутствует. С другой стороны, нарушение НПВО может наблюдаться и в тех случаях, когда резонансные условия не выполняются.

Также не совсем понятно, почему минимум коэффициента отражения R как функции угла падения, обусловленный возбуждением ПВ, сдвинут относительно максимума коэффициента прохождения T , который при выполнении резонансных условий можно трактовать как амплитуду ПВ. И наконец, почему коэффициент отражения равняется нулю при равенстве диссипации ПВ за счет излучения в диэлектрик и диссипации ПВ за счет потерь в среде [1].

Подробный анализ и физическая интерпретация этих и некоторых других явлений, возникающих при возбуждении поверхностных волн в конфигурации Кречмана, и является предметом исследования в данной статье. Аналогичная интерпретация может быть использована и в случае призмного возбуждения ПВ в конфигурации Отто [5].

1. Постановка задачи о призмном возбуждении ПВ. Рассмотрим схему возбуждения ПВ призмным методом в конфигурации Кречмана [4]. При этом для простоты будем считать, что диэлектрик заполняет все верхнее полупространство $x > d/2$, плазмоподобная среда ($\varepsilon = \varepsilon(\omega)$) занимает область, ограниченную плос-

костями $x = d/2$ и $x = -d/2$, нижнее полупространство $x < -d/2$ – вакуум (рис. 1).

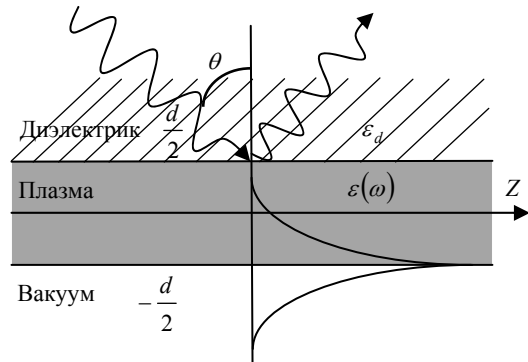


Рис. 1. Геометрия задачи

Падающую электромагнитную волну TM -поляризации (E_x, H_y, E_z) на поверхность раздела плазма–диэлектрик со стороны положительных x будем считать плоской:

$$H_y^i = \exp(-ik_{xi}(x - d/2) + i\varphi),$$

$$E_x^i = \frac{1}{ik\varepsilon_d} \frac{\partial H_y^i}{\partial z}, \quad E_z^i = -\frac{1}{ik\varepsilon_d} \frac{\partial H_y^i}{\partial x}, \quad (1)$$

$$k_{xi} = k\varepsilon_d^{1/2} \cos \theta, \quad \varphi = k_{zi}z + \omega t,$$

где $k = \omega/c$; ε_d – диэлектрическая проницаемость диэлектрика; ω – частота падающей волны; $k_{zi} = k\varepsilon_d^{1/2} \sin \theta$; θ – угол падения. Далее множитель $\exp(i\varphi)$ опускается.

Отметим, что данная идеализированная постановка задачи является общепринятой [1–8].

Для выяснения физического смысла возникающего при этом резонансного явления удобно решать данную задачу не традиционным способом (см. например [1–5]), а использовать типичный прием, который часто используется при решении дифракционных задач, т. е. представим полное поле в виде

$$H_y = H_y^i + H_y^r, \quad (2)$$

где H_y^r представляет собой отклик системы на возбуждение, а H_y^i определяется (1) во всем пространстве. Остальные компоненты полей можно выразить через H_y , используя уравнения Максвелла.

Для большей наглядности коэффициенты отражения и прохождения выразим через дисперсионные функции различных ПВ, распространяющихся на границе плазма–диэлектрик, плазма–вакуум, спектральных и несспектральных [9] (вытекающих).

Решая уравнения Максвелла в каждой из однородных сред и сшивая поля на границах раздела граничными условиями

$$\{H_y\}_{x=\pm d/2} = 0, \left\{ \frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial H_y}{\partial x} \right\}_{x=\pm d/2} = 0, \quad (3)$$

где $\{...\}$ означает скачок, получим следующее выражение для отклика:

$$H_y^r = \begin{cases} R e^{ik_x(x-d/2)}, & x \in \left[\frac{d}{2}, \infty \right], \\ T F(x) - H_y^i, & x \in \left[-\frac{d}{2}, \frac{d}{2} \right], \\ T e^{\kappa_v(x+d/2)} - H_y^i, & x \in \left[-\infty, -\frac{d}{2} \right], \end{cases} \quad (4)$$

$$\text{где } R = -\frac{D_-(k_{zi})}{D_+(k_{zi})}, T = A(k_{zi})/D_+(k_{zi}); \quad (5)$$

$$D_{\pm}(\alpha) = D(\pm \kappa_d(\alpha)), \quad (6)$$

$$D_{\pm} = D_{pv}^+ D_{pd}^{\pm} - D_{pd}^{\mp} D_{pv}^- e^{-2\kappa_p d};$$

$$D_{pd}^{\pm} = \frac{\kappa_p}{\varepsilon} \pm \frac{\kappa_d}{\varepsilon_d}, D_{pv}^{\pm} = \frac{\kappa_p}{\varepsilon} \pm \kappa_v; \quad (7)$$

$$\kappa_p = (\alpha^2 - \varepsilon k^2)^{1/2}, \kappa_d = (\alpha^2 - \varepsilon_d k^2)^{1/2};$$

$$\kappa_v = (\alpha^2 - k^2)^{1/2}, A = \frac{4\kappa_d \kappa_p}{\varepsilon_d \varepsilon} e^{-2\kappa_p d};$$

$$F(x) = \left(\text{ch}(\kappa_p(d/2+x)) + \frac{\kappa_v}{\kappa_p} \varepsilon \text{sh}(\kappa_p(d/2+x)) \right) \Big|_{\alpha=k_{zi}}.$$

Функциональная зависимость от частоты в (5)–(7) для упрощения записи опущена.

Ветви корней выбираются таким образом, что

$$\text{Re}(\kappa_{v,d}) > 0, \text{Im}(\kappa_{v,d}) < 0. \quad (8)$$

Полагаем, что электромагнитные свойства плазмы описываются диэлектрической проницаемостью (модель Друде) $\varepsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)}$, где ω_p – плазменная частота свободных электронов в плазме металла, γ – эффективная частота электронных соударений.

2. Собственные ПВ структуры. Функция $D_+(\alpha)$ является дисперсионной функцией рассматриваемой структуры, т. е. $D_+(\alpha)$ – дисперсионное уравнение, определяющее собственные волны рассматриваемой структуры (рис. 2), а решение этого уравнения $\alpha = k_z(\omega)$ определяет волновые вектора поверхностных волн.

Если для какой-либо из собственных поверхностных волн данной структуры $\text{Re}(k_z(\omega))$ меньше $k\varepsilon_d^{1/2}$, то в этой области k_z будет комплексным даже в случае пренебрежения затуханием в плазме. Потери энергии обусловлены излучением в диэлектрик. Именно в этой области и возможен резонанс падающей плоской волны с вытекающей ПВ

$$\text{Re}(k_z(\omega)) = k_{zi}. \quad (9)$$

При $\kappa_p d > 2$ второе слагаемое в $D(\alpha)$ экспоненциально мало и $D_+(\alpha) = 0$ определяет два типа слабосвязанных собственных ПВ (рис. 3), которые распространяются на границах разделов плазма–вакуум

$$D_{pv}^+(\omega, k_{zv}) = 0 \quad (10)$$

и плазма–диэлектрик

$$D_{pd}^+(\omega, k_{zd}) = 0. \quad (11)$$

Причем группа верхних кривых на рис. 3 близка к решениям (10), а группа нижних кривых – к решениям (11).

Также в этом случае решения дисперсионного уравнения легко находятся приближенно, например, для ПВ на границе плазма–вакуум:

$$k_z(\omega) = k_{zv}(\omega) + \delta(\omega), \quad (12)$$

$$\text{где } \delta(\omega) = \frac{D_{pv}^-(\alpha) D_{pd}^-(\alpha) e^{-2\kappa_p d}}{D_{pd}^+(\alpha) \frac{\partial D_{pv}^+(\alpha)}{\partial \alpha}} \Big|_{\alpha=k_{zv}(\omega)};$$

$k_{zv}(\omega) = k(\varepsilon/(1+\varepsilon))^{1/2}$ – волновой вектор ПВ на границе полуограниченная плазма–вакуум.

Из (12) можно легко установить, что при $k_z < k\varepsilon_d^{1/2}$ ПВ является слабозатухающей, т. е. k_z имеет экспоненциально малую положительную мнимую часть даже при отсутствии диссипации в плазме. Она связана с излучением энергии ПВ в диэлектрик.

Выражение для структуры полей ПВ получается из (4) путем замены k_{zi} на $k_z(\omega)$ и опусканием второго слагаемого, которое компенсирует поле падающей волны в области $x < d/2$.

3. Интерпретация оптических эффектов при НПВО в геометрии Кречмана. В литературе точкой резонанса часто называется точка пересечения дисперсионной кривой (10) с линией падающей волны $k_{zv}(\omega) = k_{zi}$, однако точкой истинного резонанса следует считать точку, определяемую соотношением (9). Причем близость этих точек существенно зависит от толщины слоя плазموподобной среды и определяется $\text{Re}(\delta(\omega))$, которая может быть как положительной, так и

отрицательной, а при условии $\kappa_d^2 / \varepsilon_d^2 + \kappa_p^2 / \varepsilon^2 = 0$ равна нулю. Тем не менее, различие между ними иногда может быть достаточно заметным (рис. 2).

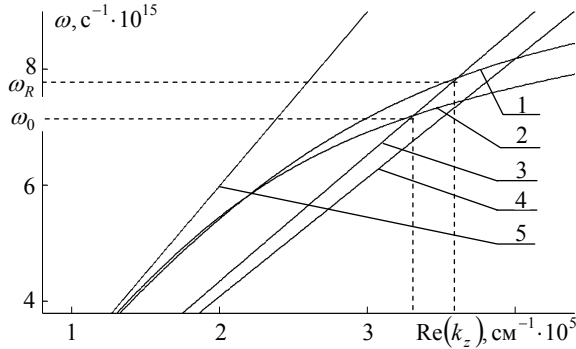


Рис. 2. Дисперсионные кривые для ПВ: 1 – в структуре, изображенной на рис. 1, при $d = 20$ нм, $\varepsilon_d = 2,14$ для плазмы серебра; 2 – на границе плазма–вакуум (также для плазмы серебра); 3 – линия $k_z = k_{zi}(\omega)$; 4 – световая линия в диэлектрике; 5 – световая линия в вакууме

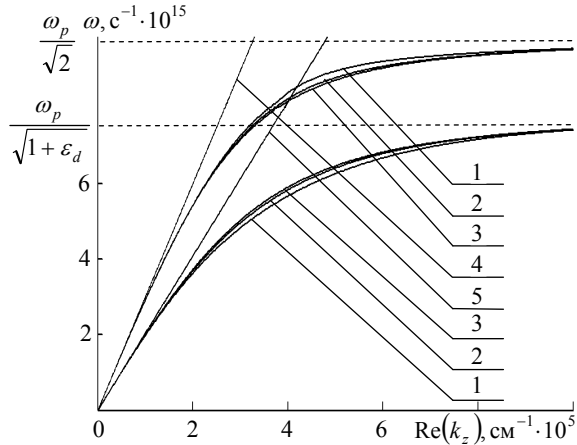


Рис. 3. Дисперсионные кривые собственных ПВ для структуры, изображенной на рис. 1 для плазмы серебра и $\varepsilon_d = 2,14$: 1 – $d = 30$ нм; 2 – $d = 40$ нм; 3 – $d = \infty$ нм; 4 – световая линия в вакууме; 5 – световая линия в диэлектрике

При рассматриваемых общепринятых идеализациях даже в истинной точке резонанса возбуждается не собственная ПВ структуры, описываемая дисперсионным уравнением $D(\omega, \alpha) = 0$, а отклик (4), который представляет собой некоторое навязанное падающей волной дифракционное распределение полей поверхностного типа. Первое слагаемое отклика имеет поверхностную структуру, но не является собственной ПВ вследствие того, что продольное волновое число отклика (k_{zi}), хотя и может быть близко к $k_z(\omega)$ для ПВ, тем не менее никогда с ним полностью не совпадает, а следовательно, и не удовлетворяет дисперсионному уравнению для ПВ в структуре.

Именно поэтому НПВО отсутствует, если пренебречь затуханием в слое материала. Этот

факт ранее объяснялся довольно запутанно (взаимодействием поверхностной и отраженной электромагнитной волны [1, 3] либо радиационным распадом поверхностной волны [7]). Однако собственная поверхностная волна в точке резонанса не возбуждается, иначе в отклике (4) присутствовала бы составляющая с комплексным $k_z(\omega)$. В то же время отклик имеет вещественное продольное волновое число, $k_z = k_{zi}$, и так как затухание в среде отсутствует, то для его поддержания не требуется притока энергии, сколько приходит – столько и отражается. Значит, эффект НПВО должен отсутствовать.

Такая интерпретация является корректной вне зависимости от выполнения условия (9). В случае же его выполнения можно предложить и более детальную интерпретацию. Заметим, что числитель R представляет собой дисперсионную функцию вытекающей поверхностной волны, т. е. $D_-(\alpha) \equiv D(-\kappa_d(\alpha))$ представляет собой дисперсионную функцию ПВ на нефизическом листе римановой поверхности комплексной плоскости для функции $\kappa_d(\alpha)$.

На этом листе первое из условий излучения не выполняется, и ПВ с таким распределением полей называется несобственной, неспектральной или вытекающей [9]. Таким образом в точке резонанса распределение полей падающей и вторичной волны можно интерпретировать как суперпозицию вытекающей и обычной спектральной ПВ. Причем в области $x > d/2$ поле падающей волны относится к вытекающей ПВ (так как условие излучения для нее не выполняется, что в данном случае является как раз физически разумным и адекватным). Поле обычной ПВ в этой области представляется отраженной волной. В случае отсутствия потерь в среде энергия, приносимая вытекающей ПВ, равняется энергии, уносимой обычной ПВ, которая испытывает радиационное затухание. Этот баланс и обеспечивает $|R| = 1$, а также вещественность волнового вектора данной суперпозиции $\alpha = k_{zi}$, который не удовлетворяет ни дисперсионному уравнению обычной ПВ, ни дисперсионному уравнению вытекающей ПВ, взятых по отдельности. При этом реальные части волновых векторов вытекающей и обычной ПВ равны, а мнимые части имеют разные знаки, которые соответствуют притоку и оттоку энергии, и по модулю также равны. В случае наличия затухания в среде приходящая энергия вытекающей ПВ тратится не только на излучение, но и на потери в среде, что и приводит к $|R| < 1$. Таким образом, минимум коэффициента отражения можно интерпретировать резонансом с вытекающей ПВ. Так как в этом случае реальные и

мнимые части волновых векторов вытекающей и спектральной ПВ уже не совпадают, то минимум коэффициента отражения (резонанс с вытекающей ПВ) смещен относительно максимума коэффициента прохождения (резонанс с обычной ПВ).

Если параметры структуры таковы, что вся энергия, приносимая вытекающей ПВ, идет на потери в среде, то отраженная волна отсутствует, т. е. отсутствует и обычная ПВ. Структура полей в этом случае соответствует одной лишь вытекающей ПВ с затуханием в среде. Поскольку волновой вектор по-прежнему действительный, то мнимая часть волнового вектора, обусловленная притоком энергии, компенсируется мнимой частью (имеющей другой знак), обусловленной поглощением в среде. Принимая во внимание, что мнимая часть волнового вектора, обусловленная притоком энергии в вытекающей ПВ, в точности совпадает с мнимой частью волнового вектора обычной ПВ, обусловленной радиационным затуханием, но имеет другой знак (в чем можно легко убедиться анализом корней $D_{\pm}(\alpha)$), получается, что коэффициент отражения равняется нулю, если мнимые части волнового вектора спектральной ПВ, обусловленные радиационным затуханием и затуханием в среде, совпадают. В этом случае также отсутствует сдвиг между резонансами коэффициентов отражения R и прохождения T .

Поле отклика (его часть, имеющая поверхностный характер в плазме) может заметно отличаться от полей истинных ПВ (рис. 4).

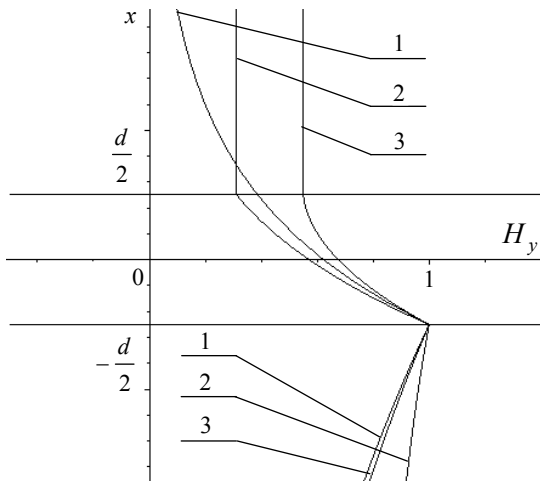


Рис. 4. Поперечная структура модуля H_y при $f = 9,55 \cdot 10^{14}$ Гц и $d = 20$ нм: 1 – собственной ПВ на границе плазма-вакуум; 2 – отклика; 3 – собственной ПВ рассматриваемой структуры

Однако теперь возникает вопрос: возбуждаются ли истинные ПВ? Ведь эксперименты по возбуждению и приему ПВ детально описаны в литературе [8]. Конечно же, ПВ возбуждаются, и это не противоречит вышеприведенной интерпретации. Наша идеализированная постановка задачи

и поле отклика (4) больше всего соответствуют экспериментальным условиям и полю в центре пятна облучения. Поскольку структура и возбуждающее поле в эксперименте являются неоднородными вдоль оси Z , то поле отклика (4) трансформируется в поле истинных ПВ, а также в моды непрерывного спектра по мере распространения от центра пятна облучения вдоль Z . Однако эти эффекты не описываются в рамках рассматриваемой модели.

Таким образом, в реальных экспериментальных условиях первоначально возбужденный отклик структуры (4) затем трансформируется в собственную вытекающую ПВ структуры, причем трансформация сопровождается потерями на излучение. Чем поле отклика более близко к полю ПВ, тем трансформация более эффективна, т. е. для больших толщин слоя плазмopodobной среды. Однако с ростом толщины область резонанса сужается, а эффективность возбуждения самого отклика падает, поэтому при призмическом методе возбуждения ПВ существует оптимальная толщина слоя плазмopodobной среды, отвечающая максимальной эффективности ПВ.

Резонансное поведение коэффициентов отражения R и прохождения T в зависимости от угла падения при различных уровнях затухания в плазменном слое приведены на рис. 5. Как видно, минимум R несколько сдвинут относительно максимума T .

Вышеприведенная интерпретация может быть проиллюстрирована аналитически. Формально R и T , представленные в виде (5), явно не зависят от параметров собственной ПВ структуры, а определяются только частотой, углом падения и диэлектрическими свойствами плазмopodobной среды. В случае $\kappa_p d > 2$ (когда эффект НПВО выражен наиболее существенно) вблизи резонанса (9) для $D(\omega, k_{zi})$ можно воспользоваться приближенным выражением

$$D_+(k_z(\omega)) \cong D_+(k_{zi}) + \left. \frac{\partial D_+(\alpha)}{\partial \alpha} \right|_{\alpha=k_{zi}} (k_z(\omega) - k_{zi}).$$

Находя отсюда $D(\omega, k_{zi})$ и подставляя в (5), а также используя (9), R и T можно представить в виде

$$R \cong \frac{k_z(\omega) - k_{zi} - \Delta}{k_z(\omega) - k_{zi}}; \quad (13)$$

$$T \cong \frac{A(k_{zi})}{(\partial D_+(k_{zi}) / \partial k_{zi})(k_z(\omega) - k_{zi})}; \quad (14)$$

$$\text{где } \Delta = \left. \frac{A(\alpha) D_{pv}^-(\alpha)}{D_{pd}^+(\alpha) D_{pd}^-(\alpha)} \right|_{\alpha=k_{zi}}.$$

Выражения (13), (14) являются приближенными, однако они более удобны для физической интерпретации резонансных эффектов, так как явно содержат характеристики ПВ, которые в рассматриваемых условиях могут быть найдены аналитически. Исходя из (13), (14) можно сделать следующие выводы:

- Коэффициент прохождения T имеет единственный максимум, который связан именно с возбуждением обычной спектральной ПВ. Он соответствует точке резонанса, определяемой (9).

- Коэффициент отражения R имеет минимум, который находится вблизи максимума T , но с ним не совпадает. Он обусловлен близостью k_{zi} к корню дисперсионного уравнения для вытекающей ПВ $D_-(\alpha) = 0$, который немного сдвинут относительно корня обычной ПВ, что и вызывает сдвиг между максимумом T и минимумом R как функций угла падения. Угол падения, соответствующий минимуму R , можно найти из условия

$$\frac{\partial}{\partial \theta} |R|^2 = 0. \quad (15)$$

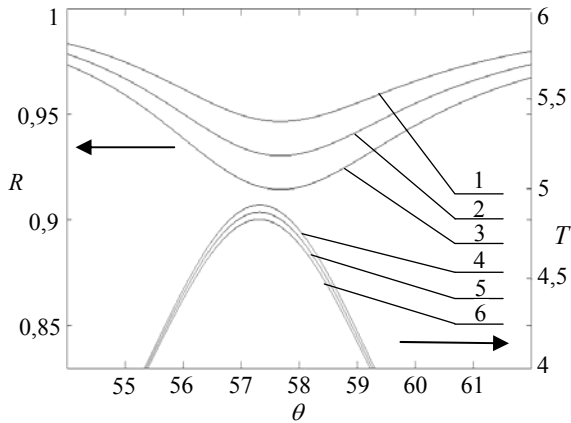


Рис. 5. Зависимости коэффициентов отражения и прохождения от угла падения для: 1, 4 – $\gamma = 3,023 \cdot 10^{12}$ Гц; 2, 5 – $\gamma = 3,978 \cdot 10^{12}$ Гц; 3, 6 – $\gamma = 4,933 \cdot 10^{12}$ Гц; $f = 1,157 \cdot 10^{15}$ Гц и $d = 30$ нм

Условие (15) приводит к квадратному уравнению относительно $y = \text{Re}(k_z(\omega) - k_{zi})$

$$y^2 + ay + b = 0, \quad (16)$$

где $a = \frac{\text{Im}(\Delta) \text{Im}(2k_z(\omega) - \Delta)}{\text{Im}(k_z(\omega) - \Delta) \Delta'}$; $b = (\text{Im}(k_z(\omega)))^2$;

$$\Delta' = \partial \Delta / \partial k_{zi}.$$

Физический смысл имеет лишь один корень (16), который приводит к следующему резонансному условию:

$$\text{Re}(k_z(\omega)) - k_{zi} + x_1 = 0, \quad (17)$$

где $x_1 = -a/2 + \text{sign}(a) \sqrt{a^2/4 - b}$.

При получении (17) пренебрегалось вещественной частью Δ , которая всегда является много меньше мнимой.

Согласно (17) сдвиг минимума R относительно максимума T всегда наблюдается в сторону больших углов падения.

Отметим, что если $\text{Im}(2k_z(\omega) - \Delta)$ не близко к нулю, то $x_1 \approx 2b/|a|$. При $\text{Im}(k_z(\omega) - \Delta) = 0$, что приближенно соответствует случаю, когда радиационная составляющая $\text{Im}(k_z(\omega))$ равна ее диссипативной составляющей, R обращается в нуль. При этом $x_1 = 0$ и резонансы R и T совпадают.

Выводы. Анализируются резонансные эффекты, связанные с возбуждением ПВ в металлодиэлектрических структурах простейшей геометрии. Основное внимание уделяется строгости и корректности в интерпретации резонансных явлений, которые обычно изучаются в рамках упрощенных постановок задач, что и вызывает трудности в их интерпретации. В частности, обращаем внимание на то, что при возбуждении ПВ плоской волной в геометрии Кречмана, при обычных идеализациях поле отклика не содержит собственных ПВ структуры, а содержит поле поверхностного типа, которое в зависимости от параметров структуры может быть либо близко, либо заметно отличным от поля собственной ПВ структуры.

С другой стороны, истинные ПВ возбуждаются при возбуждении слоев плазмоподобных сред точечными источниками [9]. Учитывая, что любое реальное возбуждение (в линейном приближении) является суперпозицией возбуждений точечными источниками, возникают некоторые сомнения в интерпретации и адекватности теории НПВО (основанной на возбуждении ПВ) экспериментальным результатам, потому что истинные собственные ПВ в идеализированной геометрии НПВО отсутствуют. Этим и объясняется отсутствие НПВО в случае пренебрежения затуханием при возбуждении слоя плазмоподобной среды по схеме Кречмана.

В окрестности резонанса (9) полное поле структуры, которое не удовлетворяет условию излучения (8) (оно содержит приходящую волну), можно интерпретировать, используя концепцию вытекающей ПВ. Все закономерности и особенности призмного возбуждения ПВ (в частности, отсутствие НПВО при пренебрежении затуханием в среде, сдвиг резонансов коэффициентов отражения и прохождения, условие равенства нулю коэффициента отражения) допускают стройную единообразную интерпретацию на основе этой концепции. Причем если максимум коэффициента прохождения обусловлен существованием собственных (спектральных) ПВ структуры, то минимум коэффициента отражения, который часто связывают также с возбуждением ПВ, обусловлен резонансом с вытекающей (неспектральной) ПВ.

Понимая, что корни дисперсионного уравнения для вытекающей и собственной ПВ немного сдвинуты относительно друг друга, минимум коэффициента отражения также сдвинут относительно максимума коэффициента прохождения. Аналитически получено условие минимума коэффициента отражения как функции угла падения и показано, что сдвиг минимума коэффициента отражения по отношению к максимуму коэффициента прохождения в широком диапазоне параметров структуры является величиной второго порядка малости по параметру $\exp(-2\kappa_p d)$ (исключения составляют параметры, для которых $\text{Im}(2k_z(\omega) - \Delta)$ близка к нулю). При этом резонансный угол для коэффициента отражения всегда немного больше, чем для коэффициента прохождения.

Полученные результаты могут быть интересны для изучения и интерпретации резонансных явлений с участием ПВ в различных метало-диэлектрических структурах. В частности, из полученных результатов следует, что в широком диапазоне параметров резонанс в коэффициенте отражения (см. (17) и рис. 5) с большой степенью точности соответствует резонансу с поверхностной волной структуры (см. (9)), который присутствует в коэффициенте прохождения (рис. 5), однако тождественно с ним не совпадает за исключением случая, когда $R=0$. Ввиду того, что измерения коэффициента отражения намного проще измерений коэффициента прохождения, в широком диапазоне параметров для идентификации возбуждения ПВ можно пользоваться именно первыми. Погрешность в измерениях будет много меньше погрешности, с которой возбуждаемое поле можно считать собственной поверхностной волной.

Библиографический список

1. Майер С. А. Плазмоника: теория и приложения / С. А. Майер. – М.-Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2011. – 278 с.
2. Призменное возбуждение вытекающих мод тонких пленок / А. Б. Сотский, L. M. Steingart, J. H. Jackson и др. // Журн. техн. физики. – 2013. – 83, № 11. – С. 105–115.
3. Raether H. Surface plasmons on smooth and rough surfaces and on gratings. Springer's tracts in modern physics / H. Raether. – N. Y.: Springer-Verlag, 1988. – 135 с.
4. Kretschmann E. Die Bestimmung optischer Konstanten von Metallen durch Anregung von Oberflächenplasmaschwingungen / E. Kretschmann // Z. Physik. – 1971. – 241. – P. 313–324.
5. Otto A. Excitation of nonradiative surface plasma waves in silver by the method of frustrated total reflection / A. Otto // Z. Physik. – 1968. – 216. – P. 398–410.
6. Sarid D. Modern introduction to surface plasmons. Theory, Mathematica Modeling and Applications / D. Sarid, W. Challenor. – Cambridge: Cambridge University Press, 2010. – 370 с.
7. Бразис Р. С. Активные и нелинейные взаимодействия при возбуждении поляритонов плазменного типа в полупроводниках / Р. С. Бразис // Литовский физический сб. – 1981. – 21, № 4. – С. 73–117.

8. Дмитрук Н. Л. Поверхностные поляритоны в полупроводниках и диэлектриках / Н. Л. Дмитрук, В. Г. Литовченко, В. Л. Стрижевский. – К.: Наук. думка, 1989. – 376 с.
9. Tamir T. The spectrum of electromagnetic waves guided by a plasma layer / T. Tamir, O. Oliner // Proc. of the IEEE. – 1963. – 51. – P. 310–324.

Рукопись поступила 07.11.2013.

A. V. Maksimenko, G. I. Zaginaylov

ON INTERPRETATION OF SURFACE WAVE EXCITATION BY PRISM METHOD IN SLABS OF PLASMA-LIKE MEDIA

Effect of attenuated total reflection (ATR) are widely used for studying properties of the dielectric and metal films, and for studying dispersion properties of surface waves (SW). However, the theory of ATR is usually based on idealized models that may lead to not quite correct interpretation of resonance effects occurring in the experiments. In the paper, well-known features of ATP in Krechnam geometry are interpreted on the basis of leaky (improper or nonspectral) SW. It is shown that the minimum of the reflection coefficient corresponds to the resonance with leaky SW. It is shifted with respect to the resonance with the usual spectral (proper) SW. The approximate analytic estimation of the shift is addressed. The absence of ATR in the lossless case is associated with the geometric idealizations of the problem, which can lead to the impossibility of the proper SW excitation. We also give a physical interpretation of the conditions under which the reflection coefficient vanishes. The results may be useful in studying the dispersion properties of PV and in developing methods for accurate measuring the reflection coefficients and determining the parameters of dielectric and metal films.

Key words: attenuated total reflection, surface waves, plasmons, thin films, spectroscopy.

О. В. Максименко, Г. И. Загинайлов

ПРО ІНТЕРПРЕТАЦІЮ ПРОЦЕСУ ЗБУДЖЕННЯ ПОВЕРХНЕВИХ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ХВИЛЬ ПРИЗМОВИМ СПОСОБОМ В ШАРАХ ПЛАЗМОПОДІБНИХ СЕРЕДОВИЩ

Ефект порушеного повного внутрішнього відбиття (ППВВ) широко використовується як для вивчення властивостей діелектричних і металевих плівок, так і для вивчення дисперсійних властивостей поверхневих хвиль (ПХ). Проте теорія ППВВ заснована на ідеалізованих моделях, що може призвести до не зовсім коректної інтерпретації резонансних ефектів, що виникають в експериментах. У роботі на основі концепції ПХ (невласних або несектральних), що витікають, інтерпретуються відомі закономірності ППВВ в геометрії Кречмана. Показано, що мінімум коефіцієнта відбиття відповідає резонансу з ПХ, що витікає. Він зміщений щодо резонансу зі звичайною спектральною (власною) ПХ. Наведено наближену аналітичну оцінку цього зміщення. Відсутність ППВВ при нехтуванні дисипацією в опромінюваному матеріалі пов'язано з ідеалізацією геометрії задачі, яка може призводити до неможливості збудження власних ПХ. Також дана фізична інтерпретація умови, при якій коефіцієнт відбиття обертається на нуль. Отримані результати можуть бути корисні при вивченні дисперсійних властивостей ПХ, розробці методів точного вимірювання коефіцієнтів відбиття й визначення параметрів діелектричних і металевих плівок.

Ключові слова: порушене повне внутрішнє відбиття, поверхневі хвилі, плазмони, тонкі плівки, спектроскопія.