ЖЭТФ, 2014, том 145, вып. 3, стр. 455–461

СХЕМА ВОЗБУЖДЕНИЯ ПЛАЗМОНОВ НА ГРАНИЦЕ МЕТАЛЛА С ФОТОННЫМ КРИСТАЛЛОМ

Т. И. Кузнецова[*], *Н. А. Распопов*[**]

*Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
119991, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 22 июля 2013 г.

Рассматривается одномерный фотонный кристалл и падающая на него световая волна, направление которой неколлинеарно градиенту диэлектрической проницаемости кристалла. На основе уравнений «связанных мод» получены собственные решения для полей; среди решений особый акцент делается на эванесцентные волны. Анализируется преобразование полей на границах кристалл–воздух и кристалл–металл. Получено условие резонансного возбуждения поверхностных волн на границе кристалла с металлом и дается оценка эффективности трансформации исходной распространяющейся волны в поверхностную.

DOI: 10.7868/S0044451014030070

1. ВВЕДЕНИЕ

Возбуждение оптических полей, локализованных в субволновом слое вблизи металлической поверхности, поверхностных плазмон-поляритонов (SPP), является предметом исследований оптиков в течение нескольких последних десятилетий. В основополагающей работе по поверхностным плазмонам [1] описаны схемы [2, 3], использующие нарушенное полное внутреннее отражение, которые до сих пор наиболее часто применяются в экспериментах с плазмонами.

Вместе с тем ведутся поиски других методов получения SPP. В ряде работ исследовалось возбуждение плазмонов, когда свет направлялся на субмикронный канал в слое металла или же когда свет падал на субволновое отверстие либо на сверхузкую щель в тонкой металлической пленке. Наблюдение в этих схемах [4–6] осуществлялось со стороны выходной поверхности металла. Разработке теоретического описания происходящих здесь явлений посвящено большое число статей, например, [7, 8]. Нельзя не упомянуть работу [9] по исследованию прохождения излучения через систему множественных отверстий в металлической пленке. Здесь не обсуждаются специфика вопросов, связанных с этой тематикой и работы, восходящие к статье [9].

[*] E-mail: tkuzn@sci.lebedev.ru
[**] E-mail: rna@sci.lebedev.ru

Здесь предлагается вариант возбуждения плазмонов, использующий свойства фотонных кристаллов. При этом важна только способность кристалла создавать, воздействуя на свет, волны, модулированные в пространстве с субмикронным периодом.

Будут обсуждаться одномерные фотонные кристаллы. Особенность предлагаемой схемы состоит в том, что градиент диэлектрической проницаемости кристалла параллелен входной плоскости, на которую нормально (или под небольшим углом к нормали) падает исходная световая волна.

Наличие запрещенных фотонных зон, не являясь препятствием для изучаемых нами эффектов, усложняет рассмотрение. В связи с этим далее будут рассматриваться поля с такими частотами и угловыми характеристиками, что влияние запрещенных зон будет несущественно.

2. СОБСТВЕННЫЕ ВОЛНЫ В НЕОГРАНИЧЕННОМ ФОТОННОМ КРИСТАЛЛЕ

Рассмотрим фотонный кристалл, не ограниченный по координатам x, y. Координата z кристалла лежит в пределах $[-d, 0]$. На рис. 1 условно показано чередование областей с большей и меньшей величиной диэлектрической проницаемости. Предполагаем, что пространственная зависимость диэлектрической проницаемости от координаты имеет вид

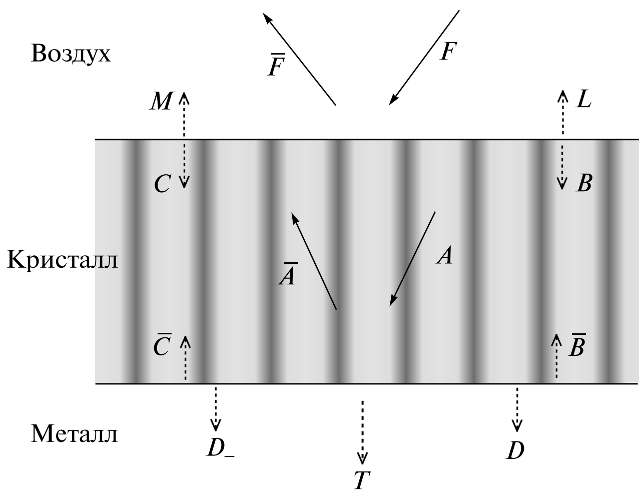

Рис. 1. Схематическое представление волн в кристалле

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + \tilde\varepsilon \left(e^{iGx} + e^{-iGx}\right). \qquad (1)$$

Магнитная проницаемость кристалла постоянна и равна единице. Выбирая численные параметры задачи, будем ориентироваться на характеристики синтетического опала. Некоторые данные будут взяты из экспериментальных работ [10, 11], где изучались нелинейные эффекты в опалах (и в нанокомпозитах на их основе) под воздействием излучения лазера на рубине в режиме гигантского импульса.

Среднее значение диэлектрической проницаемости положим $\varepsilon_0 = 1.84$ (что соответствует опаловой матрице с незаполненными порами). Отношение модуляционной составляющей диэлектрической проницаемости к ее среднему значению будем считать малым

$$\tilde\varepsilon/\varepsilon_0 = \xi \ll 1, \qquad (2)$$

в расчетах будет взято значение $\xi = 0.1$. При использовании различных диэлектрических заполнителей пор опаловой матрицы в работах [10, 11] могли достигаться и меньшие, и несколько большие значения, вплоть до $\xi = 0.285$. Период модуляции диэлектрической проницаемости положим равным $l = 2\pi/G = 360$ нм (в работах по опалам встречаются значения периода l от 200 до 600 нм). Будем считать, что на кристалл падает монохроматическая плоская волна (в экспериментах обычно использовался сходящийся пучок, угол схождения порядка 0.1–0.05 рад). Длину волны излучения положим равной $\lambda = 2\pi c/\omega = 694.3$ нм.

Пусть направление волнового вектора волны, падающей на кристалл, составляет с нормалью к входной плоскости угол θ, не превышающий $\pi/6$. В таком случае имеем неравенство

$$\frac{G}{2} - \frac{\omega}{c}|\sin\theta| \gg \frac{G}{2}\,\frac{\tilde\varepsilon}{\varepsilon_0}, \qquad (3)$$

т. е. волновой вектор волны далеко отстоит от края стоп-зоны и роль стоп-зоны можно не учитывать. При этом рассмотрение интересующего нас эффекта — перекачки исходного излучения в поверхностную волну — проводится достаточно простым путем.

Исходное излучение, распространяющееся в воздухе, представляем формулой

$$F\exp\left[ik_x x + i\sqrt{\omega^2/c^2 - k_x^2}\,z\right], \quad k_x \le \omega/2c,$$

временной множитель $\exp[-i\omega t]$ здесь и далее опускается.

Прежде всего, обратимся к характеристикам волн в фотонном кристалле, не принимая во внимание границы $z = -d$, $z = 0$. Для выбранной неоднородности диэлектрической проницаемости (1) при отсутствии зависимости полей от координаты y в нашей задаче удобно работать с компонентой магнитного поля H_y. Уравнение для магнитного поля $\mathbf{H}$ имеет вид (см. [12])

$$\Delta\mathbf{H} + \varepsilon\frac{\omega^2}{c^2}\mathbf{H} + \frac{1}{\varepsilon}\left[\nabla\varepsilon \times \operatorname{rot}\mathbf{H}\right] = 0. \qquad (4)$$

Обозначая $H_y = H$ и записывая градиент ε с учетом (2), представим уравнение (4) следующим образом:

$$\Delta H + \varepsilon_0\frac{\omega^2}{c^2}H + \tilde\varepsilon\frac{\omega^2}{c^2}\left(e^{iGx} + e^{-iGx}\right)H - \\ - \frac{1}{\varepsilon_0}\,\frac{\partial\varepsilon}{\partial x}\,\frac{\partial H}{\partial x} = 0 \qquad (5)$$

и будем искать его решение в виде

$$H = \left[H_0 + H_1 e^{iGx} + H_{-1}e^{-iGx}\right]e^{ik_x x + ik_z z}. \qquad (6)$$

Отметим, что при анализе периодических структур во многих случаях оставляют одну рассеянную волну, а не две, как здесь (формула (6) содержит H_1 и H_{-1}). В литературе (например, в работах [13, 14]) уделяется большее внимание одной из волн — той, для которой выполняется резонансное условие $k_x \approx G/2$. В наших условиях, т. е. при выполнении неравенства (3), обе волны далеки от резонанса и в общем случае должны рассматриваться совместно.

Из уравнения (6) получаем систему уравнений для трех амплитуд: $H_0, H_j (j = \pm 1)$. Она имеет вид

$$\begin{gathered}\left(\varepsilon_0 \frac{\omega^2}{c^2} - k_x^2 - k_z^2\right) H_0 + \\ + \xi \sum_{j=\pm 1} \left[\varepsilon_0 \frac{\omega^2}{c^2} - G\left(G + jk_x\right)\right] H_j = 0, \\ \xi \left(\varepsilon_0 \frac{\omega^2}{c^2} + jGk_x\right) H_0 + \\ + \left[\varepsilon_0 \frac{\omega^2}{c^2} - (k_x + jG)^2 - k_z^2\right] H_j = 0, \quad j = \pm 1.\end{gathered} \tag{7}$$

Приравнивая нулю определитель системы (7), получаем

$$\left(\varepsilon_0 \frac{\omega^2}{c^2} - k_x^2 - k_z^2\right) \prod_{j=\pm 1} \left[\varepsilon_0 \frac{\omega^2}{c^2} - (k_x + jG)^2 - k_z^2\right] - \\ - \xi^2 \sum_{j=\pm 1} \left[\varepsilon_0 \frac{\omega^2}{c^2} - (k_x + jG)^2 - k_z^2\right] \times \\ \times \left[\varepsilon_0 \frac{\omega^2}{c^2} - G\left(G - jk_x\right)\right] \left[\varepsilon_0 \frac{\omega^2}{c^2} - jGk_x\right] = 0. \tag{8}$$

Находим три решения уравнения (8) для квадрата компоненты волнового вектора k_z; при получении решения используем малость параметра ξ:
для нулевой моды

$$(k_z^2)_0 = \varepsilon_0 \frac{\omega^2}{c^2} - k_x^2 + \\ + 2\xi^2 \left[\left(\varepsilon_0 \frac{\omega^2}{c^2}\right)^2 - \left(\varepsilon_0 \frac{\omega^2}{c^2} + k_x^2\right) G^2\right] \times \\ \times \left[G^2 - (2k_x)^2\right]^{-1} \equiv k_0^2, \tag{9}$$

для мод с номерами $j = \pm 1$

$$\left(k_z^2\right)_j = \varepsilon_0 \frac{\omega^2}{c^2} - (k_x + jG)^2 - \\ - \xi^2 \left[\varepsilon_0 \frac{\omega^2}{c^2} - G\left(G + jk_x\right)\right] \times \\ \times \left[\varepsilon_0 \frac{\omega^2}{c^2} + jGk_x\right] \left[G^2 + 2jGk_x\right]^{-1} \equiv -\left(\gamma_j\right)^2. \tag{10}$$

Поля собственных волн описываются следующими функциями:
для моды с нулевым индексом

$$f_0(x, z) = \left[1 + \xi_{1,0} e^{iGx} + \xi_{-1,0} e^{-iGx}\right] e^{ik_x x + ik_0 z}, \tag{11}$$

для моды с номером 1

$$f_1(x, z) = \left[\xi_{0,1} + e^{iGx}\right] e^{ik_x x - \gamma_1 z}, \tag{12}$$

для моды с номером -1

$$f_{-1}(x, z) = \left[\xi_{0,-1} + e^{-iGx}\right] e^{ik_x x - \gamma_{-1} z}. \tag{13}$$

Здесь использованы обозначения

$$\begin{gathered}\xi_{j,0} = \xi \frac{\varepsilon_0 \omega^2/c^2 + jGk_x}{G^2 + 2jGk_x}, \quad j = \pm 1, \\ \xi_{0,j} = \xi \frac{G(G + jk_x) - \varepsilon_0 \omega^2/c^2}{G^2 + 2jGk_x}, \quad j = \pm 1.\end{gathered} \tag{14}$$

Каждой из указанных мод (11)–(13) соответствует обращенная мода, которая получается заменой $k_0 \to -k_0$, $\gamma_1 \to -\gamma_1$, $\gamma_{-1} \to -\gamma_{-1}$, иными словами,

$$\begin{gathered}\bar{f}_0(x, z) = f_0(x, -z), \quad \bar{f}_1(x, z) = f_1(x, -z), \\ \bar{f}_{-1}(x, z) = f_{-1}(x, -z).\end{gathered} \tag{15}$$

Как указывалось выше, в бесконечно протяженной по z среде волны с номерами $+1$ и -1 равноправны. Преимущества одной из волн могут возникнуть только за счет влияния границы. Далее переходим к рассмотрению роли границ.

3. ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ВОЛН НА ГРАНИЦАХ ФОТОННОГО КРИСТАЛЛА

На границе воздух–кристалл имеется падающая первоначальная волна $F \exp[ik_x x + i\sqrt{\omega^2/c^2 - k_x^2} z]$, при отражении в воздухе возникает отраженная волна $\overline{F} \exp[ik_x x - i\sqrt{\omega^2/c^2 - k_x^2} z]$. Из-за наличия субволновой пространственной структуры среды у волн в кристалле возникают сателлиты (см. разд. 2); в связи с этим также и в воздухе к двум указанным волнам добавляются волны, осциллирующие по x с пространственными частотами $k_x \pm G$ и затухающие по координате z. Полное поле в воздухе, т. е. при $z < -d$ имеет вид

$$H(x, z \le -d) = \left(F \exp\left(i\sqrt{\omega^2/c^2 - k_x^2}\, z\right) + \right. \\ \left. + \overline{F} \exp\left(-i\sqrt{\omega^2/c^2 - k_x^2}\, z\right)\right) e^{ik_x x} + \\ + L \exp\left[i(k_x + G)x + \gamma_L z\right] + S \exp\left[i(k_x - G)x + \gamma_S z\right],$$

где $\overline{F}, L, S$ константы, $\gamma_L = \sqrt{(k_x + G)^2 - \omega^2/c^2}$, $\gamma_S = \sqrt{(k_x - G)^2 - \omega^2/c^2}$. Полное поле в кристалле имеет вид

$$H(x, z > -d) = Af_0(x, z) + \overline{A}\, \bar{f}_0(x, z) + Bf_1(x, z) + \\ + \overline{B}\, \bar{f}_1(x, z) + Cf_{-1}(x, z) + \overline{C}\, \bar{f}_{-1}(x, z).$$

Условия на границе воздух–кристалл имеют вид

$$\begin{gathered}H\Big|_{z=-d-0} = H\Big|_{z=-d+0}, \\ \frac{\partial H}{\partial z}\Big|_{z=-d-0} = \frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial H}{\partial z}\Big|_{z=-d+0}.\end{gathered} \tag{16}$$

Из граничных условий нетрудно получить систему уравнений, связывающую амплитуды указанных выше волн. Для сокращения текста этот вывод опускается. Аналогичным путем далее будут выведены уравнения для амплитуд парциальных волн на границе кристалл–металл, о чем будет написано несколько более подробно. Здесь лишь отметим, что за счет малости параметра ξ (условия слабой неоднородности) для амплитуд A, $\overline{A}$, F, $\overline{F}$ возникает обычная связь, которая должна иметь место при падении плоской волны на однородный слой. Выражения для этих величин даны в Приложении A. Отметим также, что из решения следует наличие поверхностных волн на границе воздух–кристалл, которые создаются падающей волной F. Амплитуды этих поверхностных волн (B, C, L, S) пропорциональны малому параметру ξ и малы по сравнению с амплитудами исходной волны (F) и распространяющейся в кристалле волны (A).

Перейдем к рассмотрению преобразования волн на границе кристалла с металлом. Особый случай трансформации волн на границе с металлом может возникнуть, если значение одной из поперечных компонент волновых векторов, входящих в моду $f_0(x,z)$, окажется близко к условию плазмонного резонанса. Допустим, компонента k_x+G близка к плазмонному резонансу, при этом компонента k_x-G далека от него. В связи с этим, первая из указанных волн (мода 1) может получить преимущества перед второй (мода с номером -1). Чтобы упростить дальнейшие вычисления, будем отбрасывать в формулах слабую моду и оставлять более интенсивную. С учетом сказанного, запишем магнитное поле в кристалле вблизи нижней границы в виде

$$H(x,z<0)=Af_0(x,z)+\overline{A}\bar{f}_0(x,z)+\overline{B}\bar{f}_1(x,z). \quad (17)$$

Мода с амплитудой B не включается в рассмотрение, поскольку масштаб ее затухания γ_1^{-1} составляет величину порядка λ и размер кристалла существенно превышает эту величину. Поле в металле представим в виде

$$H(x,z>0)=Te^{ik_xx-\gamma_Mz}+De^{i(k_x+G)x-\gamma_{M,1}z}, \quad (18)$$

где

$$\gamma_M=\sqrt{k_x^2-\varepsilon_M\frac{\omega^2}{c^2}},\qquad \gamma_{M,1}=\sqrt{(k_x+G)^2-\varepsilon_M\frac{\omega^2}{c^2}}. \quad (19)$$

Обращаемся к граничным условиям на границе кристалл–металл:

$$H\,|_{z=-0}=H|_{z=+0}\,, \quad (20)$$

$$\frac{1}{\varepsilon}\frac{\partial H}{\partial z}\bigg|_{z=-0}=\frac{1}{\varepsilon_M}\frac{\partial H}{\partial z}\bigg|_{z=+0}\,, \quad (21)$$

подставляем в них выражения для полей (17) и (18), и, приравнивая как быстро осциллирующие, так и медленно осциллирующие по x величины в левых и правых частях равенств (20) и (21), получаем систему уравнений для амплитуд A, $\overline{A}$, $\overline{B}$, T, D. Система уравнений имеет следующий вид:

$$A+\overline{A}+\overline{B}\xi_{0,1}=T, \quad (22)$$

$$\left(A+\overline{A}\right)\xi_{1,0}+\overline{B}=D, \quad (23)$$

$$\frac{1}{\varepsilon_0}ik_0\left(A-\overline{A}\right)+\frac{1}{\varepsilon_0}\gamma_1\overline{B}\left(\xi_{0,1}-\xi\right)=-\frac{1}{\varepsilon_M}\gamma_MT, \quad (24)$$

$$\frac{1}{\varepsilon_0}ik_0\left(A-\overline{A}\right)\left(\xi_{1,0}-\xi\right)+\frac{1}{\varepsilon_0}\gamma_1\overline{B}=-\frac{1}{\varepsilon_M}\gamma_{M,1}D. \quad (25)$$

С помощью системы уравнений (22)–(25) выражаем амплитуду $\overline{A}$ отраженной волны и амплитуду $\overline{B}$ эванесцентной волны через амплитуду основной волны A. Точные выражения для отношений $\overline{A}/A$ и $\overline{B}/A$ даются в Приложении B. При отбрасывании малых величин, пропорциональных ξ^2, результат решения системы (22)–(25) можно представить в более компактном виде, чем тот, что приведен в Приложении B. Однако в разд. 4 будет показано, что в ряде случаев необходимо использовать точное решение. В настоящем разделе приведем упрощенные выражения:

$$\frac{\overline{A}}{A}=\frac{(k_0/\varepsilon_0-i\gamma_M/\varepsilon_M)}{(k_0/\varepsilon_0+i\gamma_M/\varepsilon_M)}, \quad (26)$$

$$\frac{\overline{B}}{A}=i2\xi\frac{k_0}{\varepsilon_0\varepsilon_M}\times \\ \times\frac{\nu\gamma_{M,1}-\gamma_M\left(\nu-1\right)}{\left(\gamma_{M,1}/\varepsilon_M+\gamma_1/\varepsilon_0\right)\left(\gamma_M/\varepsilon_M-ik_0/\varepsilon_0\right)}, \quad (27)$$

где обозначено

$$\nu=\frac{\varepsilon_0\omega^2/c^2+Gk_x}{G^2+2Gk_x}.$$

Следует обратить внимание, что в знаменателе формулы (27) для амплитуды поверхностной волны содержится выражение

$$\frac{\gamma_{M,1}}{\varepsilon_M}+\frac{\gamma_1}{\varepsilon_0}. \quad (28)$$

Используя (19), приводим выражение (28) к виду

$$\frac{1}{\varepsilon_M}\sqrt{(k_x+G)^2-\varepsilon_M\frac{\omega^2}{c^2}}+ \\ +\frac{1}{\varepsilon_0}\sqrt{(k_x+G)^2-\varepsilon_0\frac{\omega^2}{c^2}}. \quad (29)$$

Как известно, в плазмонике для нахождения волнового вектора плазмона решается уравнение

$$\frac{1}{\varepsilon_M}\sqrt{K^2-\varepsilon_M\frac{\omega^2}{c^2}}+\frac{1}{\varepsilon_0}\sqrt{K^2-\varepsilon_0\frac{\omega^2}{c^2}}=0, \quad (30)$$

см. работу [1]. После переобозначения $k_x+G=K$ выражение (29) совпадет с левой частью уравнения (30). Теперь близкая аналогия с плазмонами становится очевидной. В связи с этим можно предположить, что в окрестности плазмонного резонанса достигаются повышенные значения амплитуды поверхностной волны. Далее будут сделаны численные оценки амплитуды поверхностной волны.

4. ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОСТИ ВОЗБУЖДЕНИЯ ПОВЕРХНОСТНОЙ ВОЛНЫ НА ГРАНИЦЕ КРИСТАЛЛ–МЕТАЛЛ

Рассмотрим коэффициент трансформации распространяющейся волны (A) в поверхностную волну ($\overline{B}$). Обратимся к формуле (27) и будем искать минимум выражения (28) — резонансного знаменателя. В нашей задаче можно использовать только вещественные волновые числа, поэтому при комплексной диэлектрической проницаемости металла в наших условиях точное равенство (30) не выполняется, точный резонанс не обеспечивается. Найдем комплексный корень уравнения (30), пусть это будет число K_0. Возьмем его вещественную часть и положим $k_x+G=\mathrm{Re}(K_0)$. Выполним эту процедуру, используя параметры нашей задачи. Напомним, что мы обсуждаем излучение лазера на рубине ($\lambda = 694.3$ нм), нами выбрана периодическая среда с периодом $l=\lambda/1.9286$ и средней по объему диэлектрической проницаемостью кристалла $\varepsilon_0 = 1.8436$; диэлектрическая проницаемость металла (меди) на рассматриваемой длине волны равна $\varepsilon_M = -16.5+1.6i$. Из (30) получаем $K_0=(1.43974+0.0086884i)\omega/c$. Учитывая равенство $k_x+G=\mathrm{Re}(K_0)$, $G=1.9286\,(\omega/c)$, находим $k_x=-0.4889\,(\omega/c)$. Далее для расчета можно взять либо формулу (27), либо точную формулу (32). Отметим, что малые величины, имеющие порядок ξ^2, которые были отброшены при переходе от точного решения системы к приближенному,

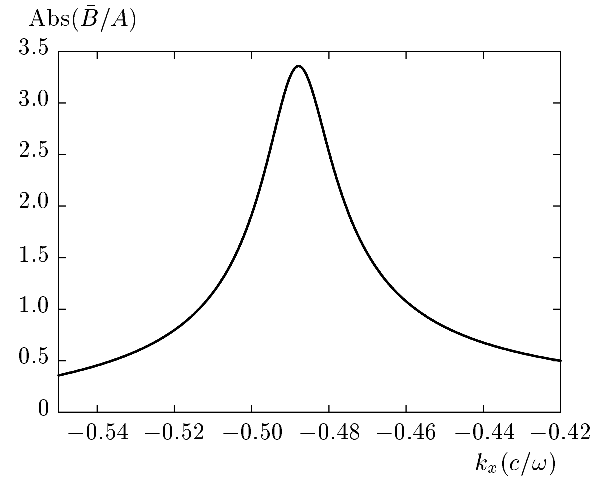

Рис. 2. Зависимость отношения модулей амплитуд эванесцентной и падающей волн ($\overline{B}$ и A) от безразмерной компоненты волнового вектора $\dfrac{k_x}{\omega/c}$

изменяют рассматриваемый резонансный знаменатель (28). Эти изменения (поправку) можно отбросить только в случае, если численное значение выражения (28) заметно превышает поправку. Однако при рассмотрении металла с очень малой диссипацией (очень малое отношение $\mathrm{Im}(\varepsilon_M)/\mathrm{Abs}(\mathrm{Re}(\varepsilon_M))$) приближенные формулы не годятся, и необходимо обращаться к точным формулам, приведенным в Приложении В. В нашем случае проводились расчеты по точной формуле (32); было получено следующее отношение амплитуды поверхностной волны $\overline{B}$ к исходной амплитуде A:

$$\overline{B}=\xi(-16.37+29.03i)A, \quad (31)$$

или $|\overline{B}/A| = 33.33\xi$. Расчет по приближенной формуле дает в нашем случае близкий результат $|\overline{B}/A| = 33.63\xi$.

Подставим в полученное выражение выбранное нами, не слишком большое, значение параметра $\xi = 0.1$. В результате получаем, что амплитуда поверхностной волны втрое превышает амплитуду основной волны, $|\overline{B}/A| \approx 3$.

Поскольку проведенный расчет был основан на предположении об определенном выборе величины компоненты волнового вектора k_x, целесообразно проверить, как сильно изменится отношение $\overline{B}/A$ при варьировании величины k_x. На рис. 2 приводится зависимость величины $|\overline{B}/A|$ от k_x. На рисунке наблюдается резкий максимум, положение которого на оси абсцисс практически (с относительной точностью 10^{-3}) совпадает с точкой, определяемой условием $k_x+G=\mathrm{Re}(K_0)$. Таким образом, сделанная оценка остается в силе.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрены световые волны, возникающие в одномерном фотонном кристалле, для случая, когда исходная затравочная волна направлена под большим углом (возможно даже — перпендикулярно) к градиенту неоднородности среды кристалла.

Для практических целей важен вопрос о выходе волн, существующих в среде кристалла, в открытое пространство. Для решения его следовало бы перейти к другой задаче: ввести в рассмотрение боковую границу ($x = \mathrm{const}$) и провести расчет для полуограниченного слоя кристалла. Строго говоря, учет выходной плоскости может сильно повлиять на характеристики поля внутри системы. При исследовании близких в теоретическом плане задач [15–18] было выяснено, что на выходной границе возникают отраженные волны, заметно изменяющие структуру того невозмущенного поля, которое существовало бы в системе в отсутствие выходной плоскости.

Подобное исследование для нашей системы на данный момент еще не закончено. Строгое решение имеется только для поля, не измененного наличием боковой границы. Непрерывное продолжение полученного в статье решения для поля H с помощью уходящих от границы волн позволяет получить ряд характеристик выходного поля. Полученные выводы, касающиеся структуры поля, приведены в конце раздела.

Перечислим основные выводы, которые следуют из работы.

Эванесцентные волны возникают непосредственно в среде фотонного кристалла. Для получения эванесцентных волн не требуется дополнительная среда, которая обеспечивала бы их существование.

На границе кристалла с металлом может возникать интенсивная поверхностная волна (SPP). Амплитуда поля поверхностной волны сравнима и даже может в несколько раз превышать амплитуду основной волны, распространяющейся по кристаллу.

В рассматриваемой схеме, кроме поверхностного плазмона, существует менее интенсивная поверхностная волна на входной границе, где кристалл граничит с воздухом.

Вдоль поверхности на участке, где фотонный кристалл граничит с металлом, эванесцентная волна распространяется без затухания (если только в кристалл намеренно не внесена диссипация).

При выходе эванесцентной волны через боковую поверхность в открытое пространство наблюдается излучение двумерного локализованного источника. Амплитуда выходного поля изменяется обратно пропорционально квадратному корню из расстояния от точки наблюдения до линии пересечения выходной плоскости с границей кристалла и металла.

В рассматриваемой геометрии основная распространяющаяся в кристалле волна испытывает на боковой поверхности полное внутреннее отражение и потому не создает во внешнем пространстве фоновой засветки для поля, источником которого является поверхностный плазмон на границе кристалл–металл.

ПРИЛОЖЕНИЕ A

Граничные условия (16) из разд. 3 приводят к системе уравнений для амплитуд волн на границе воздух–кристалл. Из решения этой системы получаем выражения для амплитуд прошедшей и отраженной волн через амплитуду падающей волны. Они имеют следующий вид:

$$A = e^{ik_0 d}\frac{2Fe^{-ikd}}{1 + k_0/k + (\overline{A}/A)e^{2ik_0 d}\,(1 - k_0/k)},$$

$$\overline{F} = e^{-2ikd}F\left[\frac{1 - k_0/k + (\overline{A}/A)e^{2ik_0 d}\,(1 + k_0/k)}{1 + k_0/k + (\overline{A}/A)e^{2ik_0 d}\,(1 - k_0/k)}\right].$$

Отношение амплитуд $\overline{A}/A$ определяется условиями на нижней границе.

ПРИЛОЖЕНИЕ B

Решение системы уравнений (22)–(25) дает следующие точные выражения для отношений амплитуды поверхностной волны $\overline{B}$, а также амплитуды отраженной волны $\overline{A}$ к амплитуде основной волны A:

$$\frac{\overline{B}}{A} = b\frac{2}{1+r}, \quad \frac{\overline{A}}{A} = \frac{1-r}{1+r}. \tag{32}$$

Величины b и r выражаются через поверхностные импедансы кристалла и металла (для плоскости $z = 0$) и ряд других величин, определяемых параметрами нашей задачи:

$$b = -\xi\frac{\nu Z_M + (1-\nu)\tilde{Z}_M}{Z_0 + Z_M - \delta}, \tag{33}$$

$$r = \frac{\tilde{Z}_M}{\tilde{Z}_0}\,\frac{Z_0 + Z_M - \delta(\gamma_{M,1}/\gamma_M)(\nu/(1-\nu))}{Z_0 + Z_M - \delta}, \tag{34}$$

$$\delta = \xi^2(1-\nu)\left[\nu Z_0 - (1-\nu)\tilde{Z}_M\right], \tag{35}$$

$$Z_0 = \frac{i\gamma_1}{\varepsilon_0}, \quad Z_M = \frac{i\gamma_{M,1}}{\varepsilon_M},$$
$$\tilde{Z}_0 = \frac{k_0}{\varepsilon_0}, \quad \tilde{Z}_M = \frac{i\gamma_M}{\varepsilon_M}. \tag{36}$$

Величины k_0, γ_1, γ_M и $\gamma_{M,1}$ определены в основном тексте, так же как и величины ξ и ν.

ЛИТЕРАТУРА

1. H. Raether, *Surface Plasmons on Smooth and Rough Surfaces and on Gratings*, Berlin, Springer (1988).
2. E. Kretschmann and H. Raether, Z. Naturforsch. **23**a, 2135 (1968).
3. A. Otto, Z. Phys. **216**, 398 (1968).
4. A.-L. Baudrion, F. de Leon-Perez, O. Mahbaub et al., Opt. Exp. **16**, 3420 (2008).
5. J.-Y. Laluet, A. Drezet, C. Genet et al., New J. Phys. **10**, 105014 (2008).
6. H. W. Kihm, K. G. Lee, D. S. Kim et al., Opt. Comm. **282**, 2442 (2009).
7. W. Dai and C. M. Soukoulis, Phys. Rev. B **80**, 155407 (2009).
8. A. Yu. Nikitin, F. J. Garcia-Vidal, and L. Martin-Moreno, Phys. Stat. Sol. **4**, 250 (2010).
9. T. W. Ebbesen, H. J. Lezec, H. F. Chaemi et al., Nature **391**, 667 (1998).
10. N. V. Tcherniega and A. D. Kudryavtseva, J. Rus. Las. Res. **27**, 450 (2006).
11. В. С. Горелик, А. Д. Кудрявцева, М. В. Тареева и др., Письма в ЖЭТФ **84**, 575 (2006).
12. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, Наука, Москва (1972).
13. Дж. Займан, *Принципы теории твердого тела*, Мир, Москва (1974).
14. А. Ярив, П. Юх, *Оптические волны в кристаллах*, Мир, Москва (1987).
15. Т. И. Кузнецова, Н. А. Распопов, КЭ **42**, 87 (2012).
16. T. I. Kuznetsova and V. S. Lebedev, Phys. Rev. B **70**, 035107 (2004).
17. T. I. Kuznetsova and V. S. Lebedev, Phys. Rev. E **78**, 016607 (2008).
18. Т. И. Кузнецова, В. С. Лебедев, Письма в ЖЭТФ **79**, 70 (2004).