

О профилях оптических поверхностных волн, формируемых на границе металл–фоторефрактивный кристалл

И.М.Ахмеджанов

Рассмотрены фоторефрактивные поверхностные волны, распространяющиеся в стационарном режиме вдоль поверхности раздела металл – фоторефрактивный кристалл (SBN-75). Рассчитана поперечная структура распределения оптического поля в ближней и дальней зонах в зависимости от угла падения возбуждающей волны. Результаты расчётов находятся в хорошем соответствии с опубликованными экспериментальными результатами. Показано, что фоторефрактивный эффект приводит к расщеплению спектра поверхностного плазмон-поляритона, возбуждаемого на границе металл–фоторефрактивный кристалл.

Ключевые слова: фоторефрактивный кристалл, фоторефрактивная поверхностная волна, поверхностный плазмон-поляритон.

1. Введение

Исследование оптических волн, распространяющихся вдоль поверхности фоторефрактивных кристаллов (ФРК), является одним из актуальных направлений в современной оптике. Интерес к волнам такого типа, называемым фоторефрактивными поверхностными волнами (ФПВ), объясняется причинами как фундаментального, так и прикладного характера. С точки зрения возможных приложений особенно важным является то обстоятельство, что для возбуждения ФПВ не требуется предварительно формирования волновода, т. к. оптическая волна самолокализуется в поверхностной области кристалла вследствие фоторефрактивного эффекта, т. е. зависимости показателя преломления в кристалле от интенсивности распространяющегося оптического излучения. В ФРК такой эффект может начать проявляться при сравнительно небольших оптических интенсивностях (~ 1 Вт/см²), что особенно важно с прикладной точки зрения [1].

Интерес к данной тематике демонстрирует целый ряд статей, например [2–5], появившихся после опубликования первых работ по этому вопросу [6, 7]. Тем не менее на данный момент имеется весьма небольшое число работ, в которых подробно рассматриваются эксперименты по возбуждению ФПВ и их регистрации, а также проведены измерения эффективности их возбуждения. Поэтому следует особо выделить работы В.А.Сычугова, Л.И.Ивлевой и их соавторов [1, 8], в которых была экспериментально продемонстрирована возможность возбуждения ФПВ на границе с металлом, зарегистрирована рекордная эффективность возбуждения ФПВ в монокристалле ниобата бария – стронция (SBN), граничащего с металлом, и подробно описаны схемы экспериментов, что дает возможность дальнейшего их подробного изучения и анализа. В

частности, в работе [8] были отмечены интересные характерные особенности распределений оптических полей ФПВ, возбуждаемых в системе SBN–металл, как в ближней, так и в дальней зоне.

Система SBN–металл особенно перспективна, т. к. позволяет управлять параметрами процесса возбуждения ФПВ с помощью электрического поля. В то же время осталось неясным, насколько зарегистрированные экспериментально особенности распределений оптического поля укладываются в широко используемую в настоящее время теоретическую модель на основе системы уравнений Н.В.Кухтарева [9], развитую, в частности, в работах [1, 3, 4, 6, 7, 10]. Проверка адекватности этой модели для расчёта распределений оптических полей особенно важна для проведения дальнейших исследований по оптимизации процессов возбуждения и регистрации ФПВ. Одним из этапов проверки и является сравнение надёжных экспериментальных данных [8] с результатами соответствующих им расчётов.

Цель настоящей работы – расчет распределений оптических полей ФПВ в системе ФРК–металл и сопоставление их с ранее опубликованными экспериментальными результатами [8].

2. Теоретическая модель

В настоящей работе мы опираемся на экспериментальные результаты, полученные в [8], и соответственно рассматриваем аналогичную оптическую схему распространения и наблюдения ФПВ. Предполагается, что монокристалл SBN занимает область $x > 0$, оптическая ось направлена параллельно оси x , а область $x < 0$ соответствует металлу с комплексным показателем преломления n_1 .

Распространение ФПВ с необыкновенной (TM) поляризацией происходит вдоль оси z в приповерхностной области ФРК. ФПВ формируется в результате интерференции оптической волны, падающей на границу раздела ($z = 0$) со стороны SBN под углом θ , и оптической волны, отраженной от поверхности раздела. При этом ключевую

И.М.Ахмеджанов. Институт общей физики им.А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: eldar@kapella.gpi.ru

Поступила в редакцию 15 июня 2012 г.

роль играет фоторефрактивный эффект, благодаря которому формируется объёмная фазовая дифракционная решётка, препятствующая проникновению интерференционного оптического поля в глубь кристалла [2].

Как уже было отмечено, модель, позволяющая количественно описать эти процессы, была впервые предложена в работе [6] и базируется на ранее построенной в работах Н.В.Кухарева с соавторами [9] теории оптического взаимодействия в ФРК. Основой данной модели является система уравнений, включающая в себя кинетическое уравнение, уравнение Гаусса, выражение для плотности заряда, уравнение непрерывности и уравнение для плотности тока. Предполагая, что электрические поля пространственных зарядов и токи в рассматриваемой задаче направлены вдоль оси x и зависят только от координаты x , основную систему уравнений можно записать в виде [10]

$$\frac{\partial N_D^+}{\partial t} = s(I_d + I)(N_D - N_D^+) - \sigma N_e N_D^+, \quad (1)$$

$$\varepsilon \frac{\partial E_{sc}}{\partial x} = \rho, \quad (2)$$

$$\rho = q(N_D^+ - N_A - N_e), \quad (3)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{\partial j}{\partial x}, \quad (4)$$

$$j = q\mu N_e E_{sc} + k_B T \mu \frac{\partial N_e}{\partial x}, \quad (5)$$

где $N_D(x, t)$ – концентрация доноров в кристалле; $N_e(x, t)$ – концентрация свободных электронов; $N_A(x, t)$ – концентрация акцепторов; $N_D^+(x, t)$ – концентрация ионизованных доноров; $j(x, t)$ – плотность электрического тока; $I_d(x, t)$ – эквивалентная оптическая темновая интенсивность; $I(x, t)$ – оптическая интенсивность; $\rho(x, t)$ – плотность заряда; ε – диэлектрическая проницаемость; s – сечение фотоионизации; q – элементарный заряд; μ – подвижность электронов; σ – константа рекомбинации; E_{sc} – поле пространственных зарядов; T – температура.

Данная система уравнений позволяет определить электрическое поле E_{sc} , создаваемое внутри кристалла пространственными зарядами. Внутрикристаллическое электрическое поле E_{sc} , в свою очередь, вызывает изменение показателя преломления вследствие линейного электрооптического эффекта, что в конечном счёте приводит к перераспределению оптического поля и формированию ФПВ. Соответствующие распределения оптических полей находятся как решения волнового уравнения, получаемого из уравнений Максвелла [4]. Решение волнового уравнения для оптического поля ФПВ ищется в виде стационарных оптических мод. Для поверхностной волны с ТМ поляризацией y -компонента магнитного поля $H(x, z) = A(x)\exp(i\beta z)$, где β – константа распространения моды, а $A(x)$ – амплитуда напряжённости магнитного поля с граничным условием на бесконечности $A(x)|_{x=\infty} = 0$. Для выбранной поляризации оптической волны кристалл SBN можно охарактеризовать показателем преломления n_2 , определяемым необыкновенным показателем преломления кристалла, а также интенсивностью оптического излучения. Соответствующие аналитические выражения будут приведены ниже.

С учётом условия стационарности, т.е. независимости решения от времени, а также граничного условия $j|_{x=\infty} = 0$ из уравнений (1) – (5) получается следующее выражение для внутрикристаллического поля пространственных зарядов:

$$E_{sc}(x) = -\frac{k_B T}{q(I_d + I)} \frac{dI(x)}{dx}. \quad (6)$$

Таким образом, внутрикристаллическое поле, создаваемое пространственными зарядами и направленное вдоль оси x , совпадающей с оптической осью кристалла, определяется интенсивностью оптического поля, температурой, элементарным зарядом и постоянной Больцмана.

Под действием поля E_{sc} происходит изменение необыкновенного показателя преломления n_2 [11]:

$$n_2(E_{sc}) = n_e - n_e^3 r_{33} \frac{E_{sc}}{2}, \quad (7)$$

где r_{33} – компонента электрооптического тензора; n_e – необыкновенный показатель преломления в отсутствие поля.

Подстановка выражения (7) для изменённого необыкновенного показателя преломления, с учётом (6) и приведённого выше выражения для поля моды, в волновое уравнение приводит к следующему нелинейному дифференциальному уравнению для распределения амплитуды напряжённости магнитного поля моды $A(x)$ [12]:

$$\frac{d^2 A(x)}{dx^2} + \gamma \frac{A^2(x)}{A^2(x) + 2I_d/(n_e Z_0)} \frac{dA(x)}{dx} + (k_0^2 n_e^2 - \beta^2) A(x) = 0, \quad (8)$$

где $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ – волновое число в вакууме; Z_0 – импеданс вакуума; $\gamma = 2k_0 n_e^4 r_{33} k_B T/q$ – коэффициент затухания.

Мы ограничимся случаем $I(x) \gg I_d(x, t)$, что соответствует, в частности, условиям эксперимента, описанного в работе [8]. В результате нелинейное уравнение (8) существенно упрощается и переходит в линейное дифференциальное уравнение второго порядка:

$$\frac{d^2 A(x)}{dx^2} + \gamma \frac{dA(x)}{dx} + (k_0^2 n_e^2 - \beta^2) A(x) = 0. \quad (9)$$

Обратим внимание на то, что сам процесс формирования и распространения ФПВ остаётся существенно нелинейным, т.к. определяется зависимостью показателя преломления от интенсивности оптической волны. Это находит отражение в ненулевом значении коэффициента затухания ($\gamma \neq 0$), что определяет уменьшение амплитуды оптической волны вдоль координаты x и позволяет выполнить граничное условие на бесконечности $A(x)|_{x=\infty} = 0$. В линейном случае $\gamma = 0$, и решение в виде поверхностных волн, т.е. удовлетворяющее граничному условию $A(x)|_{x=\infty} = 0$, отсутствует. Далее мы рассмотрим решения уравнения (9), соответствующие различным режимам возбуждения ФПВ и различным типам возбуждаемых мод.

3. Оптические моды в ФРК на границе с металлом

Обычно в теории колебаний [13] рассматриваются три основные области решений уравнения (9), которые, если ввести параметр $\alpha^2 = k_0^2 n_2^2 - \beta^2$, будут иметь следующий вид:

$$\begin{aligned} \alpha^2 - \gamma^2/4 > 0 & \text{ (область I, колебательный режим),} \\ \alpha^2 - \gamma^2/4 = 0 & \text{ (область II, критический режим),} \\ \alpha^2 - \gamma^2/4 < 0 & \text{ (область III, апериодический режим).} \end{aligned} \quad (10)$$

В исследуемой нами системе различные области решений должны отвечать различным оптическим модам, поэтому следует отдельно рассмотреть также область

$$\alpha^2 \leq 0 \text{ (область IV),}$$

которая в линейном случае при определённых параметрах металла и диэлектрика соответствует распространению поверхностных плазмон-поляритонов. В случае же нелинейной системы металл–ФРК можно предположить возможность существования гибридной плазмон-поляритонной фоторефрактивной моды.

Область I. Данный тип моды был подробно рассмотрен в работах [3, 4, 6–8] для системы ФРК–диэлектрик. В случае металла показатель преломления становится комплексной величиной, что может привести к существенному изменению распределения поля, прежде всего непосредственно на границе раздела. При этом $\beta^2 < k_0^2 n_2^2 - \gamma^2/4$ и амплитуда поверхностной волны в области ФРК $x > 0$ записывается в виде

$$A(x) = A_0 \exp(-\gamma x/2) \cos[(k_0^2 n_2^2 - \beta^2 - \gamma^2/4)^{1/2} x + \varphi]. \quad (11)$$

В металле, что соответствует области $x < 0$, амплитуда поверхностной волны

$$U(x) = U_0 \exp[(\beta^2 - k_0^2 n_1^2)^{1/2} x]. \quad (12)$$

Граничные условия на границе металл–ФРК имеют обычный вид:

$$U(x)|_{x=0} = A(x)|_{x=0}, \quad \frac{1}{\varepsilon_1} \frac{dU(x)}{dx} \Big|_{x=0} = \frac{1}{\varepsilon_2} \frac{dA(x)}{dx} \Big|_{x=0} \quad (13)$$

(где $\varepsilon_1 = n_1^2$, $\varepsilon_2 = n_2^2$), и приводят к следующим выражениям для амплитудных множителей и фазы:

$$U_0 = A_0 \cos \varphi, \quad (14)$$

$$\varphi = \arctan \left\{ \frac{\varepsilon_2}{(k_0^2 n_2^2 - \beta^2 - \gamma^2/4)^{1/2}} \left[\frac{(\beta^2 - k_0^2 n_1^2)^{1/2}}{\varepsilon_1} + \frac{\gamma}{2\varepsilon_2} \right] \right\}.$$

Как указано в работе [8], данное соотношение является аналогом дисперсионного соотношения для плёночных оптических волноводов. Однако здесь оно определяет начальную фазу поверхностной волны в зависимости от постоянной распространения β . Спектр этой постоянной является непрерывным, а по величине она совпадает с проекцией на ось z волнового вектора оптической волны, возбуждающей рассматриваемую ФПВ, т.е. $\beta = k_0 n_2 \times \sin \theta$ [3, 4, 8].

Амплитудный параметр A_0 является свободным, однако здесь и в дальнейшем его удобно нормировать, если задать для каждой рассматриваемой моды значение пере-

носимой ею мощности на единицу длины по координате y . Это эквивалентно введению нормировочного условия $\int_{-\infty}^{\infty} |A(x)|^2 dx = \text{const}$.

Область II (т.е. $\beta^2 = k_0^2 n_2^2 - \gamma^2/4$) соответствует критическому затуханию колебаний гармонического осциллятора с трением. Хорошо известно, что решение (9) в данном случае даётся выражением

$$A(x) = (A_0 + B_0 x) \exp(-\gamma x/2). \quad (15)$$

При этом выражение для поля в металле по-прежнему определяется соотношением (13). Амплитудные множители легко находятся из граничных условий (11):

$$U_0 = A_0, \quad B_0 = A_0 \left[(\beta^2 - k_0^2 n_1^2)^{1/2} \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} + \frac{\gamma}{2} \right]. \quad (16)$$

Область III (т.е. $\beta^2 \geq k_0^2 n_2^2 - \gamma^2/4$) характеризуется существенно более медленным затуханием амплитуды оптической волны вдоль оси x по сравнению с областями I и II, но тем не менее вплоть до угла скользкого падения амплитуда волны обращается в нуль на бесконечности ($x = \infty$). Это является необходимым условием устойчивости решений и даёт возможность экспериментального наблюдения соответствующей моды [4].

В предельном случае скользкого падения ($\beta^2 = k_0^2 n_2^2$) ситуация меняется. При этом уравнение (9) переходит в уравнение

$$\frac{d^2 A(x)}{dx^2} + \gamma \frac{dA(x)}{dx} = 0, \quad (17)$$

имеющее решение в общем виде

$$A(x) = A_0 \exp(-\gamma x) + B_0. \quad (18)$$

В металле поле определяется выражением (12). С учётом граничных условий получаем следующие соотношения для амплитудных множителей:

$$B_0 = \frac{U_0}{1+C}, \quad A_0 = \frac{U_0 C}{1+C},$$

$$C = - \left[1 + \frac{\varepsilon_1 \gamma}{\varepsilon_2} \frac{1}{(\beta^2 - k_0^2 n_1^2)^{1/2}} \right]^{-1}.$$

Для рассматриваемой системы металл–SBN величина $C \neq \infty$, амплитуда поля в кристалле не обращается в нуль на бесконечности ($x = \infty$) и решение (9) аналогично профилю распределения поля тёмного солитона [14]. Экспериментальному наблюдению такой моды может препятствовать модуляционная неустойчивость [2].

Область IV. Как было отмечено выше, по аналогии с поверхностными плазмонными модами в линейных системах металл–диэлектрик для полноты рассмотрения необходимо также учесть область $\alpha^2 \leq 0$ или, что то же самое, область $\beta^2 \geq k_0^2 n_2^2$. В этом случае в металле решение (9) по-прежнему имеет вид (12), а в ФРК –

$$A(x) = A_0 \exp(\lambda_1 x) + B_0 \exp(\lambda_2 x), \quad (19)$$

где

$$\lambda_{1,2} = -\frac{\gamma}{2} \mp \sqrt{\frac{\gamma^2}{4} + (\beta^2 - k_0^2 n_2^2)}. \quad (20)$$

Поскольку $\lambda_2 > 0$, то условие $A(x)|_{x=\infty} = 0$ может быть выполнено только при $B_0 = 0$. Следовательно,

$$A(x) = A_0 \exp\left\{\left[-\frac{\gamma}{2} - \sqrt{\frac{\gamma^2}{4} + (\beta^2 - k_0^2 n_2^2)}\right]x\right\}, \quad (21)$$

что с учётом (12), (13) приводит к дисперсионному уравнению

$$\frac{1}{\varepsilon_1}(\beta^2 - k_0^2 n_1^2)^{1/2} = \frac{1}{\varepsilon_2} \left[-\frac{\gamma}{2} - \sqrt{\frac{\gamma^2}{4} + (\beta^2 - k_0^2 n_2^2)}\right]. \quad (22)$$

Из уравнения (22) получается выражение для постоянной распространения:

$$\beta = \left(k_0^2 \varepsilon_1 + \left\{ \gamma \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{2(\varepsilon_1^2 - \varepsilon_2^2)} \pm \sqrt{\left[\gamma \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{2(\varepsilon_1^2 - \varepsilon_2^2)} \right]^2 - k_0^2 \frac{\varepsilon_1^2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}} \right\}^{1/2} \right). \quad (23)$$

Соответствующую (23) моду можно интерпретировать как гибридную плазмон-поляритонную фоторефрактивную моду. Наличие двух знаков перед радикалом указывает на расщепление спектра по сравнению со случаем возбуждения поверхностной плазмон-поляритонной волны в обычной линейной системе металл–диэлектрик. Легко видеть, что при $\gamma = 0$, т. е. в линейном случае, выражение (23) переходит в хорошо известное дисперсионное уравнение Зоммерфельда–Ценнека для поверхностного плазмон-поляритона:

$$\beta = k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}}.$$

Отметим, что условие $\beta^2 > k_0^2 n_2^2$ не могло быть выполнено при возбуждении ФПВ с помощью методики, использованной в [1,8], однако в принципе оно может быть выполнено и соответствующая мода может быть возбуждена путём применения, например, туннельного призмного или решёточного возбуждения. Далее мы проведём расчёт полей мод, соответствующих различным режимам, осуществлённым в эксперименте [8].

4. Результаты расчётов полей мод и их обсуждение

В работах [1, 8], на результаты которых мы опираемся, было показано экспериментально, что ФПВ может распространяться не только вдоль поверхности раздела ФРК–диэлектрик, но и вдоль поверхности раздела ФРК–металл. При этом был отмечен ряд интересных особенностей в распределении оптического поля ФПВ в зависимости от угла падения θ возбуждающей волны со стороны кристалла. В частности, было обнаружено, что ФПВ в этом случае характеризуется «широкой яркой полосой в области кристалла, не прилегающей к металлическому слою». Кроме того, было отмечено, что с уменьшением угла θ наблюдается сдвиг полосы в глубь кристалла, что

наиболее отчётливо проявляется в диапазоне $\theta \sim 0 - 2^\circ$. В статье [8] было высказано предположение, что данные особенности являются следствием изменений в распределении электростатических полей объёмных зарядов в освещённой области кристалла, вызванных присутствием металлического покрытия. Эти эффекты, по-видимому, должны учитываться теорией, изложенной в разд.2 и 3, что, однако, не было проверено численно в работах [1, 8]. С целью проверки этого предположения зададим следующие значения основных физических параметров рассматриваемой системы, которые нужно подставить в аналитические выражения для оптических полей ФПВ: $r_{33} = 750$ пм/В, $n_1 = 0.04 - 2.56i$, $n_c = 2.36$, $\lambda_0 = 0.44$ мкм, $\theta = 4^\circ, 2^\circ, 0.5^\circ$ и 0.2° (θ_c , критическое затухание), 0.02° (скользящее падение), $T = 300$ К ($k_B = 1.38 \times 10^{-23}$ Дж/К, $q = 1.60 \times 10^{-19}$ Кл).

Следует также отметить, что в работе [8] была впервые предложена оригинальная методика регистрации распределения оптического поля ФПВ как непосредственно на торце кристалла, так и в дальней зоне. Это достигалось с помощью дополнительной линзы, введенной в оптическую схему. При этом были получены картины распределения оптических полей и в ближней и в дальней зоне как функции угла падения возбуждающей оптической волны. Однако соответствующие численные расчёты, которые могли бы объяснить эти картины распределений, не были проведены. Поэтому в настоящей работе кроме расчёта полей мод в ближней зоне, т. е. непосредственно в кристалле SBN, мы провели также расчёт амплитуд фурье-спектров этих полей, соответствующих распределениям оптического поля в дальней зоне, полученным в эксперименте [8]. Фурье-спектры оптических полей $F(k)$ определялись из аналитических выражений, которые были найдены из обычного выражения для преобразования Фурье: $F(k) = \int_{-\infty}^{\infty} A(x) \exp(-ikx) dx$, где k – пространственная частота. При этом учитывались как положительные, так и отрицательные оптические частоты, соответствующие положительным и отрицательным углам дифракции в дальней зоне.

Результаты расчётов распределений оптических полей и квадратов модулей фурье-амплитуд, представлены на рис.1 и 2. В работе [8] можно найти соответствующие экспериментальные фотографии. Сравнение позволяет сделать вывод о хорошем соответствии теории эксперименту. В частности, хорошо прослеживаются широкая светлая полоса, отделённая от металла тёмной областью, и её смещение в глубь кристалла при уменьшении угла падения. По мере уменьшения угла θ от 4° до 0.02° размер тёмной области, предшествующей первой светлой полосе, увеличивается от 1 до 10 мкм, что хорошо согласуется с экспериментальными данными. В эксперименте также было зафиксировано постепенное сужение распределения интенсивности поля в дальней зоне при уменьшении угла θ . В результате распределение интенсивности с двумя чётко выраженными максимумами сменилось распределением с одним явным максимумом. Это также находится в соответствии с проведёнными расчетами (см. рис.2).

В целом анализ результатов расчётов, приведённых на рис.1 и 2, позволяет сделать вывод о том, что основным параметром, определяющим распределение оптического поля, является угол падения θ_c , соответствующий случаю критического затухания и равный при выбранных параметрах системы 0.2° . В случае $\theta > \theta_c$ (рис.1, а, б и 2, а, б) поле моды имеет колебательный характер, а её фурье-спектр содержит два максимума. Случай критиче-

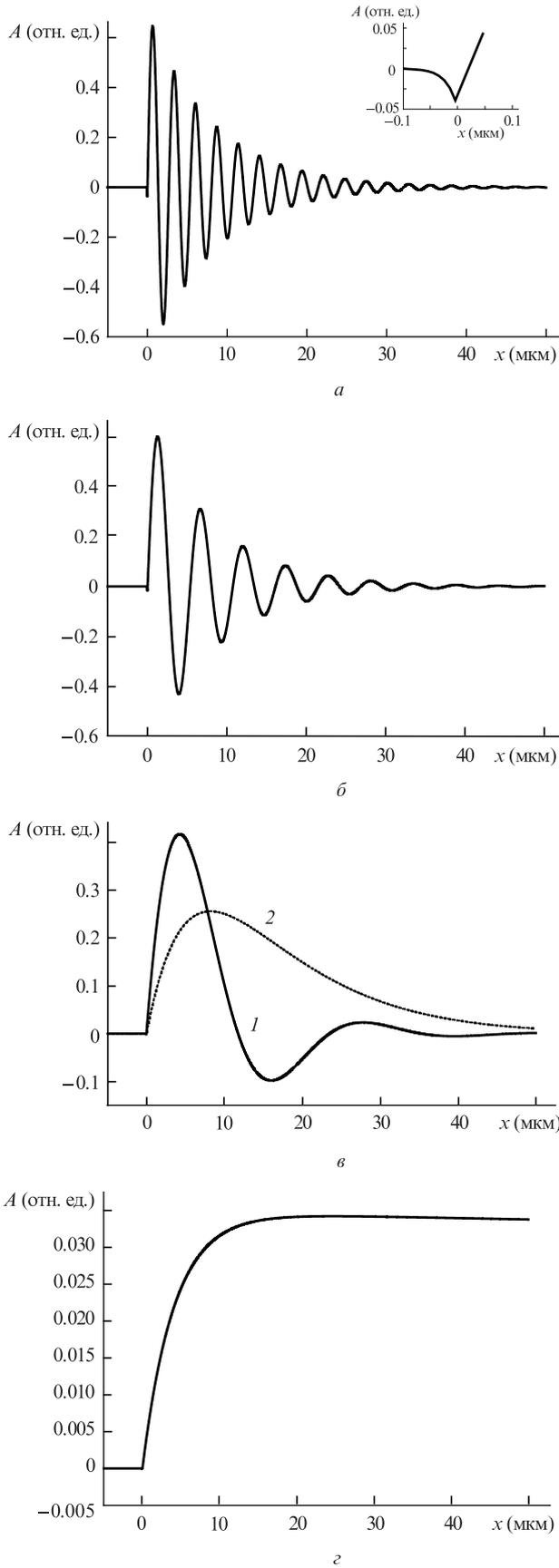


Рис.1. Поперечное распределение амплитуды оптического поля ФПВ с ТМ поляризацией при угле падения возбуждающей волны $\theta = 4^\circ$ (а), 2° (б), 0.5° (1) и 0.2° (2) (в) и 0.02° (з).

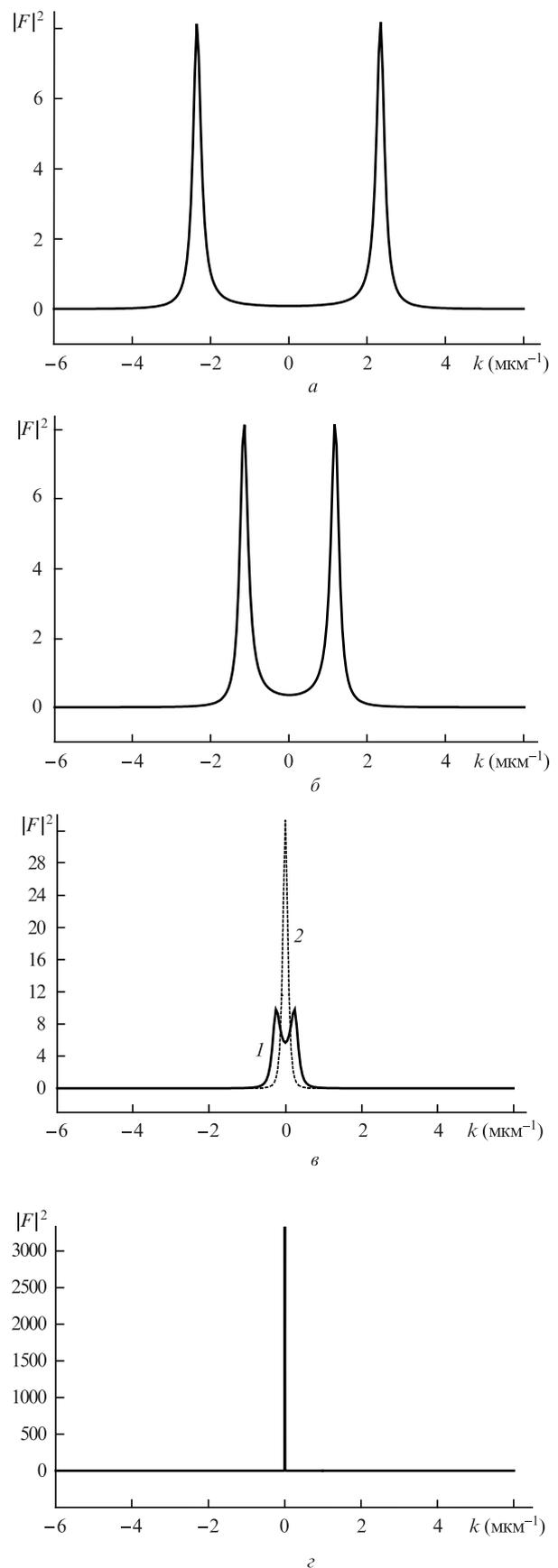


Рис.2. Квадрат модуля фурье-спектра поперечного распределения амплитуды оптического поля ФПВ с ТМ поляризацией при $\theta = 4^\circ$ (а), 2° (б), 0.5° (1) и 0.2° (2) (в) и 0.02° (з).

ского затухания (кривая 2 на рис.1,в и 2,в) характеризуется одним максимумом в поперечном распределении поля и одним максимумом в его фурье-спектре. При $\theta \geq \theta_c$ характерная ширина $1/\gamma$ распределения поля по оси x , т.е. глубина затухания, составляет ~ 30 мкм, а при $\theta < \theta_c$ она плавно увеличивается вплоть до бесконечности при $\theta = 0$. Указанные закономерности полностью подтверждаются экспериментальными данными, приведёнными в [8].

На вставке к рис.1,а хорошо видно изменение знака производной оптического поля на границе металл – кристалл. Этот эффект связан с отрицательным знаком вещественной части диэлектрической проницаемости рассматриваемого металла и определяет возможность возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов. Как уже было указано выше, экспериментальная схема, использованная в работе [8], не позволяла возбудить плазмонную моду. Следует также отметить, что экспериментальное наблюдение эффекта расщепления спектра, следующего из (23), является довольно сложной задачей ввиду малой длины распространения поверхностного плазмона и его широкого спектра. В то же время сравнение рис.1,з и 2,з с фотографиями оптических полей в случае скользящего падения ($\theta = 0$) [8] позволяет предположить, что в эксперименте было осуществлено возбуждение тёмного солитона или же был достигнут близкий к этому режим. Данный вопрос требует дальнейшего изучения. В целом хорошее соответствие рассмотренной модели с экспериментальными данными позволяет сделать вывод о возможности и целесообразности её применения для расчётов распределений оптических полей ФПВ с ТМ поляризацией на границе металл – ФРК.

5. Заключение

Таким образом, в настоящей работе рассмотрена теоретическая модель, описывающая распространение поверхностных волн в системе ФРК – металл. Проведён анализ основных типов оптических волн с ТМ поляризацией

для данной системы. Показано, что фоторефрактивный эффект может приводить к расщеплению спектра поверхностного плазмон-поляритона, возбуждаемого на границе металл – ФРК. Хорошее соответствие расчётных распределений оптических полей с опубликованными экспериментальными результатами [8], позволяет сделать вывод о перспективности применения данного подхода при расчётах распределений поверхностных фоторефрактивных волн.

Автор выражает благодарность В.А.Сычугову за многочисленные обсуждения, стимулирующие интерес к данной тематике, а также Ю.И.Шуплецову за помощь в работе над текстом статьи.

1. Усиевич Б.А., Нурлигареев Д.Х., Сычугов В.А., Ивлева Л.И., Лыков П.А., Богодаев Н.В. *Квантовая электроника*, **40** (5), 437 (2010).
2. Aleshkevich V., Kartashov Ya., Egorov A. *Phys. Rev. E*, **64**, 056610 (2001).
3. Zhang T.H., Yang J., Kang H.Z., et al. *J. Mod. Opt.*, **54** (8), 1165 (2007).
4. Zhang T.H., Ren X.K., Wang B.H., et al. *Phys. Rev. A*, **76**, 013827 (2007).
5. Kang H.Z., Zhang T.H., Wang B.H., et al. *Opt. Lett.*, **34** (21), 3298 (2009).
6. Garcia Quirino G.S., Sanchez-Mondragon J.J., Stepanov S.I. *Phys. Rev. A*, **51** (2), 1571 (1995).
7. Cronin-Golomb M. *Opt. Lett.*, **20** (20), 2075 (1995).
8. Усиевич Б.А., Нурлигареев Д.Х., Сычугов В.А., Ивлева Л.И., Лыков П.А., Богодаев Н.В. *Квантовая электроника*, **41** (3), 262 (2011).
9. Kukhtarev N.V., Markov V.B., Odulov S.G., Soskin M.S., Vinetskii V.L. *Ferroelectrics*, **22**, 949 (1979).
10. Crosignani B., Di Porto P., Segev M., Salamo G., Yariv A. *Rivista del Nuovo Cimento*, **21** (6), 1 (1998).
11. Ярив А., Юх П. *Оптические волны в кристаллах*. (М.: Мир, 1987).
12. Четкин С.А., Ахмеджанов И.М. *Квантовая электроника*, **41** (11), 980 (2011).
13. Горелик Г.С. *Колебания и волны* (М.: Физматлит, 2007).
14. Chen W.Q., Yang X., Zhong S.Y., et al. *Opt. Lett.*, **36** (19), 3801 (2011).