

Особенности поверхностных фоторефрактивных волн в нелинейном кристалле SBN-75, покрытом металлической пленкой

Д.Х.Нурлигареев, Б.А.Усиевич, В.А.Сычугов, Л.И.Ивлева

На основе расчёта потенциала электростатического поля пространственных зарядов выполнен анализ особенностей светоиндуцированного рассеяния излучения с необыкновенной поляризацией в фоторефрактивных (ФР) кристаллах (на примере кристалла SBN-75). С использованием метода изображений проведен анализ электростатического поля при распространении поверхностной (апериодической) волны вдоль границы кристалла с диэлектриком (воздухом). Показано, что удовлетворяющие граничным условиям распределения полей могут возникать лишь при накоплении в узком переходном слое толщиной ~ 1 мкм экранирующего электрического заряда, знак которого противоположен знаку объёмного заряда в освещённой области кристалла. Предложена модель, объясняющая обнаруженные особенности поверхностных ФР волн в ФР кристалле, покрытом металлической пленкой. При рассмотрении контактной разности потенциалов на границе ФР кристалла и пленки показано, что в прилегающем к ней слое кристалла, обогащённом носителями заряда – электронами, показатель преломления может существенно уменьшаться. В случае малых углов возбуждения ($0-1.5^\circ$) данный слой может играть роль оптического барьера, при отражении от которого могут формироваться приповерхностные волны, характерным отличием которых от наблюдавшихся ранее осциллирующих поверхностных волн является наличие одной уширенной полосы излучения, сдвинутой в глубину кристалла.

Ключевые слова: фоторефрактивный кристалл, нелинейные поверхностные волны.

1. Введение

В настоящее время продолжают начатые в конце двадцатого века интенсивные исследования нелинейных поверхностных волн [1–3]. Наиболее привлекательной чертой фоторефрактивной (ФР) поверхностной волны является концентрация энергии светового пучка в узком приповерхностном слое, что позволяет существенно увеличивать быстродействие ФР приборов, для изготовления которых нет необходимости заранее создавать волноводную структуру. При возбуждении ФР поверхностной волны ожидается чрезвычайное усиление нелинейно-оптических эффектов, таких как люминесценция молекул, абсорбированных на поверхности кристалла, рамановское рассеяние, генерация второй оптической гармоники и др.

В работах [4, 5] нами было экспериментально показано, что нелинейные поверхностные волны могут возбуждаться не только на границе кристалла (SBN-75) и воздуха, но и в том случае, если активная поверхность кристалла покрыта электродом, например слоем аквадага или серебра. Это открывает возможность исследования новых свойств поверхностной волны, возникающих при приложении к кристаллу внешнего электрического поля. Тем не менее многие практически важные вопросы по-прежнему требуют разъяснения, в частности механизм формирования нелинейной ФР волны с апериодическим профилем

интенсивности, возбуждаемой на границе кристалла, покрытого слоем металла.

Целью настоящей работы является попытка проанализировать особенности ФР волн в нелинейном кристалле SBN-75, граничащем с диэлектриком (воздухом), либо покрытым металлической пленкой. Нами показано, что материальные характеристики среды, граничащей с кристаллом, могут существенным образом влиять на фотоиндуцированное рассеяние и профиль поля нелинейных волн, возбуждаемых при скольжении падения сфокусированного пучка излучения He–Cd-лазера (длина волны $\lambda = 0.44$ мкм) с необыкновенной поляризацией. На основе полученных результатов предложена модель, описывающая особенности ФР поверхностных волн в кристалле SBN-75, покрытом металлической пленкой.

2. Электростатическое поле объёмных зарядов при распространении ограниченного пучка света в ФР кристалле

Пусть полярная ось c кристалла, неограниченного в плоскости x, y , ориентирована вдоль оси x , а пучок света с необыкновенной (ТМ) поляризацией распространяется по оси z и его интенсивность $I(x)$ не зависит от координаты y . Известно, что при неравномерном освещении ФР кристалла в результате фотовозбуждения и пространственного перераспределения носителей заряда – электронов, в кристалле формируются области объёмного заряда. В рамках модели зонного переноса формулы для расчёта распределений плотности $\rho(x)$ и поля $E_{sc}(x)$ объёмного заряда в стационарном состоянии в кристалле с одним частично компенсированным донорным уровнем и одним типом носителей представлены в работе [6].

Д.Х.Нурлигареев, Б.А.Усиевич, В.А.Сычугов, Л.И.Ивлева. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: borisu@kapella.gpi.ru, jamil@kapella.gpi.ru

Поступила в редакцию 25 июня 2012 г., после доработки – 20 августа 2012 г.

Поле объёмного заряда можно также представить как градиент электростатического потенциала $\varphi(x)$:

$$E_{sc}(x) = -d\varphi(x)/dx. \tag{1}$$

Вводя обозначение $\varphi_B = k_B T/e$ (T – температура кристалла, e – элементарный заряд) и полагая $\varphi(\infty) = 0$, запишем

$$\varphi(x) = \varphi_B \ln[1 + I(x)/I_d], \tag{2}$$

где I_d – интенсивность темновой засветки. Согласно (2) заданному распределению $I(x)$ соответствует свой профиль потенциала $\varphi(x)$ в неограниченном ФР кристалле. И наоборот, при заданном распределении $\varphi(x)$ условию стационарного распределения электрических зарядов в кристалле отвечает профиль интенсивности поля световой волны

$$I(x) = I_d \exp[\varphi(x)/\varphi_B - 1]. \tag{3}$$

Нелинейная добавка $\Delta n(x)$ к невозмущенному показателю преломления n_2 кристалла

$$\Delta n(x) = -(1/2)n_2^3 r_{eff} E_{sc}(x), \tag{4}$$

где r_{eff} – эффективный электрооптический коэффициент.

На рис.1 приведены распределения $\varphi(x)$, $E_{sc}(x)$, $\rho(x)$ и $\Delta n(x)$, рассчитанные для гауссова пучка света с интенсивностью $I(x) = I_0 \exp(-x^2/w_0^2)$ (I_0 – интенсивность на оси пучка, w_0 – радиус пучка) при $w_0 = 100$ мкм, диэлектрической проницаемости кристалла $\epsilon = 2500$, $r_{eff} = 750$ пм/В и разных отношениях I_0/I_d . Экстремальные значения $\pm E_m$ и

$\pm \Delta n_m$ величин $E_{sc}(x)$ и $\Delta n(x)$ достигаются при $\rho(x) = 0$ в точках $x = \pm x_m$, удовлетворяющих условию

$$I(x_m)/I_d = 2x_m^2/w_0^2 - 1. \tag{5}$$

Согласно расчётам, при увеличении отношения I_0/I_d положительный заряд, сосредоточенный между точками $x = \pm x_m$, заметно увеличивается, тем не менее максимальная концентрация этого заряда $N_d^+ \sim (1 - 2) \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$, которая достигается на оси пучка ($\rho(0) = \rho_m = 2\epsilon\epsilon_0 \times (\varphi_B/w_0^2) I_0/(I_0 + I_d)$), заметно меньше эффективной концентрации ловушек для рассматриваемого кристалла SBN ($N_{eff} \sim 10^{16} - 10^{17} \text{ см}^{-3}$ [7]).

В представленных на рис.1,2 зависимостях $\Delta n(x)$ можно выделить линейную центральную и нелинейные периферийные части. Видно, что с увеличением интенсивности пучка при фиксированной фоновой засветке величина Δn_m заметно увеличивается. При этом область кристалла с линейной зависимостью $\Delta n(x)$ существенно расширяется, а области с нелинейной зависимостью $\Delta n(x)$, локализованные в окрестности экстремумов, отодвигаются на периферию пучка, где $I(x) \ll I_0$. Искажения формы волновых поверхностей пучка, связанные с нелинейностью $\Delta n(x)$ в области экстремумов, в данном случае должны проявляться в меньшей степени.

Полученные результаты согласуются с результатами работы [8], в которой анализировалось распространение гауссова пучка света в ФР кристалле ВаTiO₃. При оценке влияния возникающих оптических неоднородностей на распространяющийся пучок авторы [8], выделяя линейную центральную часть профиля $\Delta n(x)$, отмечают, что область кристалла, соответствующая центральной части

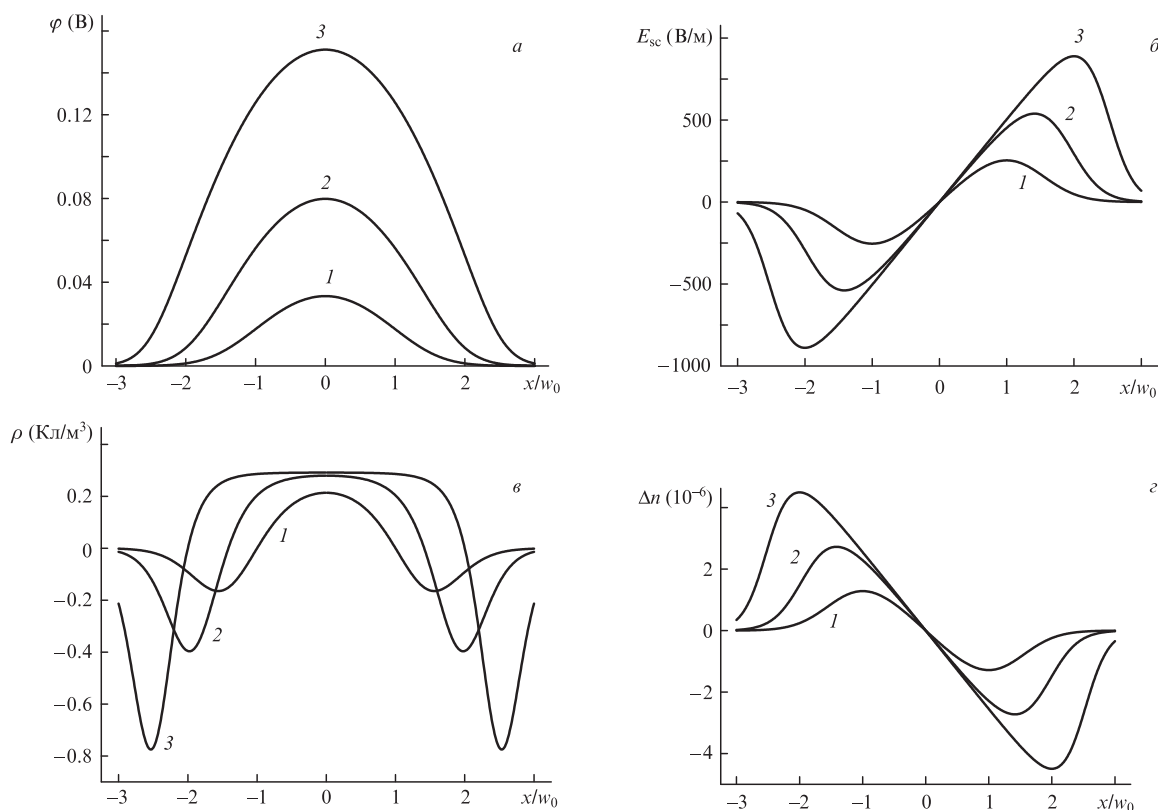


Рис.1. Рассчитанные распределения $\varphi(x)$ (а), $E_{sc}(x)$ (б), $\rho(x)$ (в) и $\Delta n(x)$ (г) для $w_0 = 100$ мкм, $\epsilon = 2500$, $r_{eff} = 750$ пм/В при $I_0/I_d = e$ (1), $3e^2$ (2) и $7e^4$ (3).

пучка, работает как призма, поворачивающая пучок. Согласно расчётам [8] при смещении максимума интенсивности от оси пучка в одном направлении в противоположном относительно оси пучка направлении возникают провалы в распределении интенсивности и второй максимум. Подобная картина наблюдалась нами в экспериментах при малых значениях времени экспозиции (~1 с) кристалла SBN-75 гауссовым пучком света [5]. Мы предполагаем, что для части пучка, соответствующей области положительных $\Delta n(x)$, реализуется режим распространения, подобный режиму распространения солитонов в кристалле SBN при наличии внешнего поля [9]. Пространственные солитоны обычно наблюдаются в ФР кристаллах с приложенным внешним электрическим полем, когда преобладает дрейфовый механизм нелинейности и фотоиндуцированный волновод формируется благодаря экранировке поля. Как отмечается в [10], некогерентная подсветка образца, обеспечивающая снижение нелинейного отклика, позволяет дополнительно (помимо приложенного внешнего поля) влиять на распространение пространственного солитона.

В нашем случае при вариации отношения I_0/I_d такая возможность управления распространением световой волны возникает при изменении диффузионного потенциала $\varphi(x)$ внутреннего поля $E_{sc}(x)$ объёмных зарядов с плотностью $\rho(x)$. При относительно высокой интенсивности I_d преобладающим будет эффект индуцированного рассеяния, средним значениям $I_d \leq I_0$ в равной мере соответствуют эффекты рассеяния и локализованного распространения. По-видимому, данный режим был реализован нами [4, 5] на длине волны $\lambda = 0.44$ мкм при мощности пучка ~1 мВт. Согласно нашим расчётам, при параметрах гауссова пучка накачки $w_0 = 100$ мкм и $I_0/I_d = \epsilon$ или $3\epsilon^2$ волноводный канал, который формируется в освещённой области кристалла, может поддерживать две (три) локальные нормальные моды соответственно [11], причём эффективность перекачки мощности пучка накачки в волноводные моды изменяется с изменением отношения I_0/I_d .

Для другой части пучка область кристалла, в которой $\Delta n(x) < 0$, может рассматриваться как рассеивающая линза. При интерференции оптических пучков, которые возникают на регулярных оптических неоднородностях, индуцированных пучком накачки, формируются решётки показателя преломления. На этих решётках происходит дифракция рассеянных волн как в положительном, так и в отрицательном направлении оси x . В первом случае имеет место ослабление рассеяния, а во втором – усиление. Данный механизм фотоиндуцированного рассеяния был описан в [12]. В качестве затравочного механизма этого эффекта авторы выделяют рассеяние волн на дефектах кристалла. Внимательный анализ показывает также роль регулярных неоднородностей, генерируемых самим пучком накачки.

В случае $I_0/I_d \gg 1$ наиболее отчётливо должен проявляться эффект самоизгиба пучка, который рассматривался, например, в [13–17].

3. Поверхностные волны на границе ФР кристалла и диэлектрика

Пусть полярная ось с кристалла ориентирована вдоль оси x . Рассмотрим распространение света с необыкновенной (ТМ) поляризацией по оси z , направленной вдоль

границы ФР кристалла и диэлектрика (воздуха), расположенной в плоскости $x = 0$ (рис.2,а). Стационарное решение для распределения поля поверхностной волны $H(x, z) = A(x) \exp(-i\beta z)$ в отсутствие приложенного внешнего поля, когда доминирует диффузионный механизм нелинейности, можно получить из уравнения [2]

$$\frac{d^2 A(x)}{dx^2} + 2\gamma \frac{A^2(x)}{A^2(x) + A_d^2} \frac{dA(x)}{dx} + k_{\perp}^2 A(x) = 0, \quad (6)$$

где $\gamma = k_0^2 n_2^4 r_{\text{eff}} \varphi_B$; $k_{\perp} = (k_0^2 n_2^2 - \beta^2)^{1/2}$; A_d – эффективная амплитуда темновой засветки ($|A_d|^2 \sim I_d$); $k_0 = 2\pi/\lambda_0$; λ_0 – длина волны света в вакууме. Уравнение (6) является уравнением колебаний с нелинейным коэффициентом затухания $\Gamma(x) = \gamma A^2(x)/[A^2(x) + A_d^2]$. Коэффициент k_{\perp} определяет пространственную частоту $K(x)$ осциллирующей амплитуды $A(x)$ вдоль оси x :

$$K(x) = \{k_{\perp}^2 - \gamma^2 A^4(x)/[A^2(x) + A_d^2]\}^{1/2}. \quad (7)$$

При $A^2(x) \ll A_d^2$ величина $\Gamma(x) \rightarrow 0$ и (6) преобразуется в уравнение гармонических колебаний. В случае $A^2(x) \gg A_d^2$ величина $\Gamma(x) \sim \gamma$ и (6) обычно рассматривается как линейное уравнение колебаний с постоянным затуханием. Например, в [1] приводится решение, полученное в приближении темновой засветкой и описывающее поверхностную волну, для которой пространственная частота не зависит от x ($K(x) = \text{const}$). В данном приближении и при $\gamma^2 < k_{\perp}^2$ распределение $A(x)$ имеет вид интерференционной картины, сформированной падающим на поверхность и отраженным неоднородными пучками света. Эта волна имеет характерный период осцилляций поля $\Lambda = 2\pi/K$ и проникает в ФР кристалл на глубину $d = 1/\gamma$.

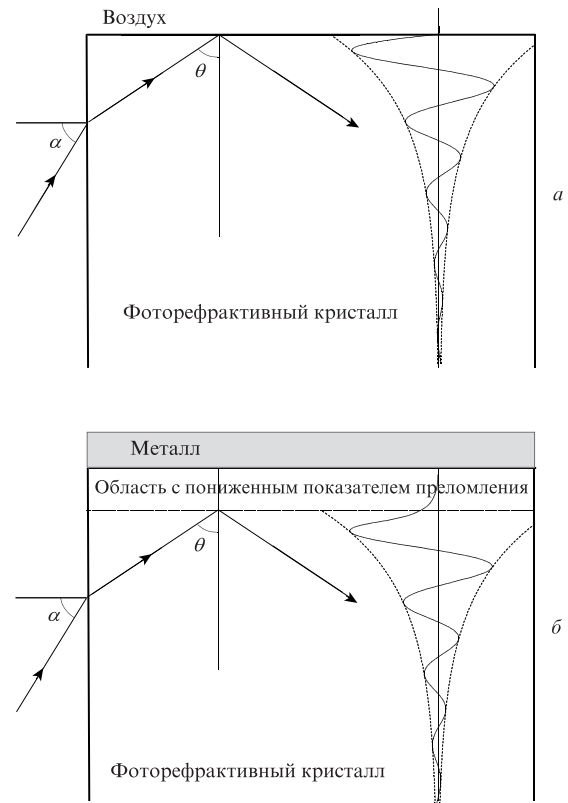


Рис.2. Схема возбуждения и распространения поверхностной волны на границе ФР кристалла с воздухом (а) и металлом (б).

Константа распространения поверхностной волны β связана с углом падения θ на границу раздела возбуждающего света соотношением

$$\beta = k_0 n_2 \sin \theta. \quad (8)$$

Данный случай соответствует углам $\theta < \arccos[\gamma/(k_0 n_2)]$ и рассматривался нами ранее [4]. Поверхностная волна с осциллирующим профилем амплитуды наблюдалась при наклонном падении сфокусированного пучка света на полированный торец кристалла. Угол падения α , связанный с углом θ соотношением $\sin \alpha = n_2 \cos \theta$, удовлетворял условию $\alpha > \alpha_0$ (где $\alpha_0 = \arcsin(\gamma/k_0)$).

Рассмотрим более подробно случай $\gamma^2 > k_{\perp}^2$. В пренебрежении темновой засветкой профиль амплитуды в кристалле (при $x > 0$) имеет аperiодический характер [1, 4]:

$$A(x) = \exp(-\gamma x) [C_1 \exp(Kx) + C_2 \exp(-Kx)], \quad (9)$$

$$K = (\gamma^2 - k_{\perp}^2)^{1/2}.$$

В диэлектрике (при $x < 0$) амплитуда поверхностной волны

$$U(x) = U_0 \exp(\gamma_d x), \quad \gamma_d = (\beta^2 - k_0^2 n_1^2)^{1/2}, \quad (10)$$

где n_1 – показатель преломления диэлектрика. Из условия непрерывности тангенциальных составляющих полей на границе ФР кристалла и диэлектрика следуют равенства

$$U(x)|_{x=0} = A(x)|_{x=0}, \quad \frac{1}{n_1^2} \frac{\partial U(x)}{\partial x} \Big|_{x=0} = \frac{1}{n_2^2} \frac{\partial A(x)}{\partial x} \Big|_{x=0}. \quad (11)$$

С учетом (11) из (10) и (9) получим

$$C_1 = U_0(1+a)/2, \quad C_2 = U_0(1-a)/2, \quad a = (n_2^2 \gamma_d + \gamma)/K. \quad (12)$$

Поверхностная волна с неосциллирующим профилем амплитуды может наблюдаться только при очень малых углах скольжения пучка, возбуждающего эту волну. Поэтому угол падения α также должен быть очень мал: $\alpha < \alpha_0$.

На рис.3,а показан профиль $A(x)$, рассчитанный по формулам (10)–(12) для $A_d = 0$, $\gamma = 0.125$ мкм⁻¹, $k_0 = 14.28$ мкм⁻¹, $n_1 = 1$, $n_2 = 2.36$, $\alpha_0 \sim 0.5^\circ$ при разных углах α . При $x = x_m = [1/(2K)] \ln[(\gamma + K)(a-1)/(\gamma - K)(a+1)]$ амплитуда поля волны имеет максимум $A(x_m) = A_m$, существенно больший амплитуды поля $A(0) = U_0$ на поверхности $x = 0$, а при $x \rightarrow \infty$ амплитуда $A(x) \rightarrow 0$. Видно, что полная ширина распределения поля волны, определённая по уровню половины амплитуды, изменяется с изменением угла α , и это необходимо учитывать при оптимизации условий возбуждения поверхностной волны.

В случае $A_d \neq 0$ уравнение (6) решается только численно. На рис.3,б представлен профиль $A(x)$, рассчитанный для случая $\alpha = 0.25^\circ$ при разных отношениях A_m/A_d . Распределение амплитуды описывается аperiодической функцией лишь в ограниченной области $x_1 < x < x_2$ при выполнении условия $A(x) > A_d$ (где $A(x_1) = A(x_2) = A_d$). В области $x > x_1$, где $A(x) < A_d$, возникают осцилляции амплитуды поля. При низком уровне фоновой засветки (рис.3,б, кривая 1) распределение амплитуды поля волны в широком диапазоне значений координаты x практически совпадает с распределением на рис.3,а (кривая 2), полученным без учёта темновой засветки. Для кривой 2 этот диапазон существенно сужен, а для кривой 3 (высокая интенсивность фоновой засветки) осцилляции амплитуды

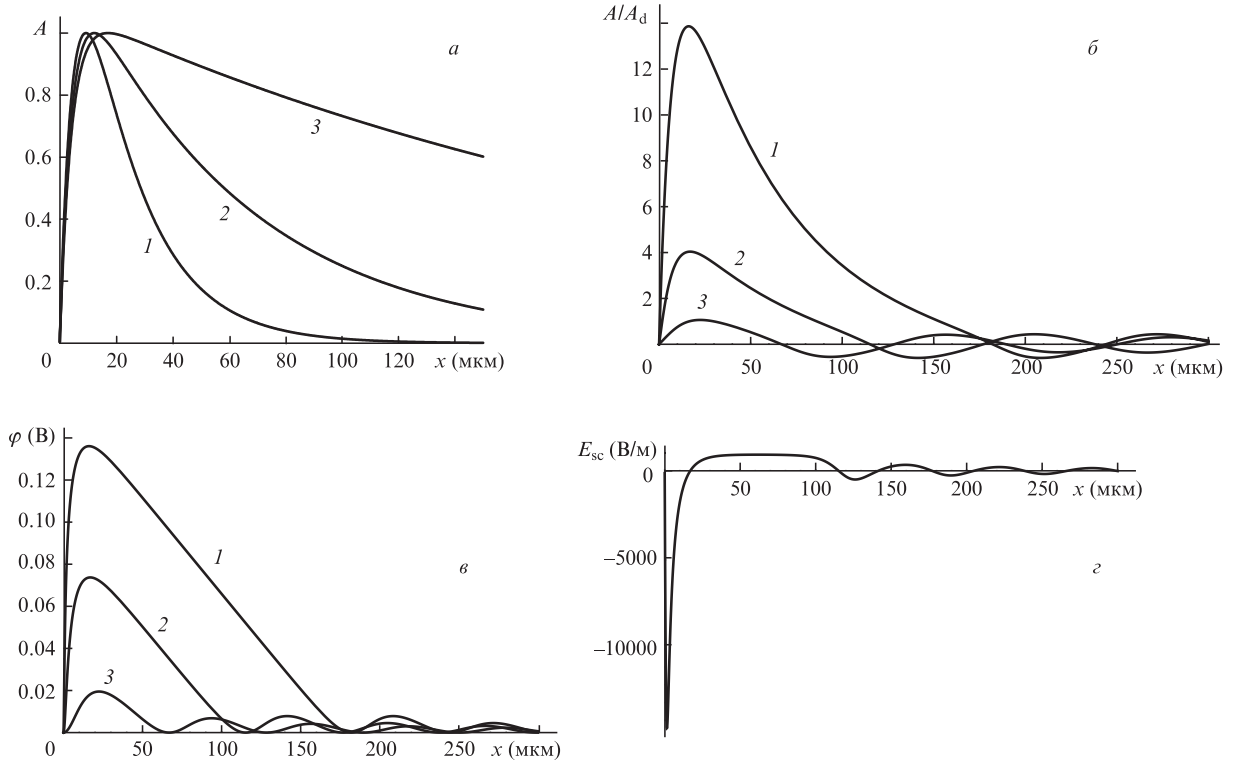


Рис.3. Профили $A(x)$ поля поверхностной волны на границе ФР кристалла и воздуха, рассчитанные для $A_d = 0$, $\gamma = 0.125$ мкм⁻¹, $k_0 = 14.28$ мкм⁻¹, $n_1 = 1$, $n_2 = 2.36$, $\alpha_0 \sim 0.5^\circ$ при $\alpha = 0.4^\circ$ (1), 0.25° (2) и 0.125° (3) (а) и для $\alpha = 0.25^\circ$ при $A_m/A_d = 14$ (1), 4 (2) и 1 (3) (б), а также профили $\varphi(x)$, соответствующие волне, профили амплитуды $A(x)$ которой показаны на рис.3,б (в), и профиль $E_{sc}(x)$, рассчитанный при $A_m/A_d = 4$ (з).

поля волны возникают во всей освещённой области кристалла.

При относительно низком уровне фоновой засветки ($I(x) \propto |A(x)|^2 \gg I_d \propto |A_d|^2$), считая волну аperiодической, можно, используя выражения (10)–(12), для заданного угла падения θ определить распределение амплитуды поверхностной волны и затем, подставив его в (2), получить для электростатического потенциала выражение

$$\varphi(x) = \varphi_B \ln[1 + A^2(x)/A_d^2] \approx \varphi_B \ln[1 + (U_0/A_d)^2 \times (\cosh Kx + a \sinh Kx)^2 \exp(-2\gamma x)]. \quad (13)$$

Распределения $E_{sc}(x)$ и $\rho(x)$ в таком случае можно представить в следующем виде:

$$E_{sc}(x) = -\frac{2\varphi_B A(x)}{A^2(x) + A_d^2} \frac{dA(x)}{dx} \approx 2\varphi_B \left(\gamma - K \frac{a + \tanh Kx}{1 + a \tanh Kx} \right), \quad (14)$$

$$\rho(x) = -2\varepsilon\varepsilon_0\varphi_B \left\{ \frac{A(x)}{A^2(x) + A_d^2} \frac{d^2 A(x)}{dx^2} - \frac{A^2(x) - A_d^2}{[A^2(x) + A_d^2]^2} \times \left[\frac{dA(x)}{dx} \right]^2 \right\} \approx 2\varepsilon\varepsilon_0\varphi_B \frac{(1 - \tanh^2 Kx)K^2}{(1 + a \tanh Kx)^2} (a^2 - 1). \quad (15)$$

При $x = x_m = [1/(2K)] \ln[(\gamma + K)(a - 1)/(a + 1)(\gamma - K)]$ амплитуда поля волны имеет максимум $A(x_m) = A_m$ и электростатическое поле $E_{sc}(x_m) = 0$. В области $x < x_m$ ($x > x_m$) поле $E_{sc}(x_m) < 0$ ($E_{sc}(x) > 0$). Согласно (15) при выполнении условия $a^2 - 1 > 0$ имеем $\rho(x) > 0$, и в области $x > 0$ сосредоточен положительный заряд q_0^* . Далее предполагаем, что граница кристалла является непрозрачной для электрических зарядов и в целом кристалл остаётся электрически нейтральным. Вследствие этого вблизи его поверхности в слое толщиной порядка длины экранировки Дебая [7]

$$L_s = \frac{2\pi}{e} \sqrt{\frac{\varepsilon\varepsilon_0 k_B T}{N_{eff}}} \quad (16)$$

должен накапливаться электрический заряд $q_s \approx -q_0^*$. При этом в пределах дебаевского слоя экранировки координатные зависимости $E_{sc}(x)$ и $\Delta n(x)$ будут отличаться от распределений, получаемых с помощью формул (14) и (4). Очевидно, что решение (9) уравнения (6), записанное без учёта эффектов, связанных с накоплением экранирующего заряда, справедливо лишь в области кристалла, расположенной за пределами этого слоя.

В тех случаях, когда волну нельзя рассматривать как строго аperiодическую, распределения $\varphi(x)$ и $E_{sc}(x)$ можно найти только численно. На рис.3,а показаны профили $\varphi(x)$, соответствующие волне, профиль амплитуды $A(x)$ которой показан на рис.3,б. Видно, что электрический потенциал сравним с потенциалом, возникающим в случае распространения гауссова пучка в объёме кристалла, и его максимальная величина ($\sim 0.135, 0.075$ и 0.02 В) зависит от величины A_m/A_d .

На рис.3,в показан профиль $E_{sc}(x)$, рассчитанный при $A_m/A_d = 4$. Численные значения модуля $E_{sc}(x)$ максимальны непосредственно вблизи поверхности кристалла, в от-

носительно узком слое толщиной ~ 10 мкм. В данном слое нелинейная добавка к показателю преломления $\Delta n(x)$ согласно (4) положительна, и мы можем рассматривать его как волноводный слой. В расположенном несколько глубже слое (буферном) толщиной $50-100$ мкм величина $E_{sc}(x)$ изменяется медленно и соответствующая ей величина $\Delta n(x)$ отрицательна. В области кристалла, расположенной глубже буферного слоя, зависимости $E_{sc}(x)$ и $\Delta n(x)$ имеют вид квазипериодических осцилляций. Данную область кристалла можно рассматривать как решётку показателя преломления.

Нелинейную ФР волну, распространяющуюся вдоль поверхности ФР кристалла и линейного диэлектрика, можно считать модой волновода брэгговского типа [5]. Данная мода формируется при полном внутреннем отражении света на границе ФР кристалла с линейным диэлектриком и при брэгговском отражении от решётки показателя преломления со слоями, расположенными в ФР кристалле параллельно границе раздела. Следует подчеркнуть, что при очень малых углах падения ($\alpha < \alpha_0$) возбуждающего пучка на входной торец кристалла решётка показателя преломления формируется под действием света лишь в тех областях кристалла, в которых интенсивность световой волны мала по сравнению с интенсивностью темновой засветки.

4. Нелинейная ФР волна в кристалле, покрытом металлической пленкой

Перед тем как приступить к рассмотрению распространения света вблизи границы ФР кристалла и металла, изучим некоторые особенности контакта металл–диэлектрик (полупроводник). Известно, что при контакте диэлектрика (полупроводника) с металлом в пограничных слоях возникают потенциальные барьеры, а концентрации носителей заряда внутри этих слоёв могут сильно изменяться по сравнению с их значениями в объёме.

Считаем кристалл полупроводником n-типа, в котором все величины зависят лишь от координаты x вдоль нормали к плоскости контакта. Будем отсчитывать потенциал $\varphi(x)$ от его значения в плоскости контакта (при $x = 0$, см. рис.2,б). Тогда при приложенном внешнем напряжении u граничные условия будут иметь вид

$$\varphi(0) = 0, \quad N(0) = N_c, \quad \varphi(\infty) = u_c, \quad (17)$$

$$u_c = u_{c0} + u, \quad N(\infty) = N_0,$$

где u_{c0} – контактная разность потенциалов в случае $u = 0$; N_0 – концентрация электронов в глубине кристалла; N_c – граничная концентрация электронов. В отсутствие тока N_c является заданной характеристикой контакта:

$$N_c = N_0 \exp(-u_c/\varphi_B). \quad (18)$$

Концентрация электронов подчиняется закону Больцмана

$$N(x) = N_c \exp[\varphi(x)/\varphi_B]. \quad (19)$$

В этом случае распределение потенциала, задающего распределение концентрации электронов в стационарном состоянии, можно найти, решая уравнение [18]

$$\begin{aligned} \frac{d^2\varphi(x)}{dx^2} &= \frac{eN_c}{\varepsilon\varepsilon_0} \left\{ \exp\left[\frac{\varphi(x)}{\varphi_B}\right] - \exp\left(\frac{u_c}{\varphi_B}\right) \right\} \\ &= \frac{eN_0}{\varepsilon\varepsilon_0} \left\{ \exp\left[\frac{\varphi(x) - u_c}{\varphi_B}\right] - 1 \right\}. \end{aligned} \quad (20)$$

Рассмотрим распределение потенциала в случае обогащённого контактного слоя ($u_c < 0$ и по абсолютной величине в несколько раз превышает φ_B). В области вблизи объёмного заряда этого слоя $\exp(u_c/\varphi_B) \ll \exp(\varphi/\varphi_B)$ и уравнение (20) упрощается:

$$\frac{d^2\varphi(x)}{dx^2} = \frac{eN_c}{\varepsilon\varepsilon_0} \exp\left[\frac{\varphi(x)}{\varphi_B}\right]. \quad (21)$$

Решение уравнения (21) имеет вид

$$\varphi_s(x) = -2\varphi_B \ln(1 + x/l_d), \quad l_d = [2\varepsilon\varepsilon_0\varphi_B/(eN_c)]^{1/2}, \quad (22)$$

где l_d – характеристическая длина. Распределение электрического поля описывается выражением

$$E_s(x) = 2\varphi_B/(l_d + x). \quad (23)$$

Согласно (23) максимум поля $E_s^{\max} = E_s(0) = 2\varphi_B/l_d = [2eN_0\varphi_B/(\varepsilon\varepsilon_0)]^{1/2} \exp[(-u_c/(2\varphi_B))]$ достигается на поверхности кристалла.

Вдали от контакта можно разложить в ряд экспоненту в (20) и, ограничившись двумя членами разложения, привести (20) к простому виду:

$$\frac{d^2\varphi(x)}{dx^2} = \frac{\varphi(x) - u_c}{l_b^2}, \quad l_b^2 = \frac{\varepsilon\varepsilon_0\varphi_B}{eN_0}. \quad (24)$$

При этом потенциал и электрическое поле изменяются по экспоненциальному закону:

$$\varphi_s(x) = u_c[1 - \exp(-x/l_b)], \quad (25)$$

$$E_s(x) = -(u_c/l_b)\exp(-x/l_b). \quad (26)$$

В ФР кристалле, граничащем с металлом, возникновение электрического поля $E_s(x)$ приводит к возмущению $\Delta n_s(x)$ показателя преломления. На рис.4 показан профиль $\Delta n_s(x)$, полученный при $u_c = -0.2$ В, $N_c = 10^{16}$ см⁻³ и $\varphi_B = 0.025$ В. Уменьшение показателя преломления Δn_s наиболее заметно непосредственно вблизи поверхности кристалла (в слое толщиной $l_d \approx 0.8$ мкм) и достигает примерно -0.0003 . Вместе с тем толщина слоя, в котором

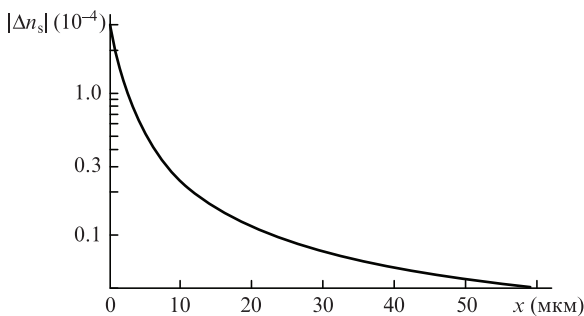


Рис.4. Профиль $\Delta n_s(x)$, рассчитанный при $u_c = -0.2$ В и $N_c = 10^{16}$ см⁻³.

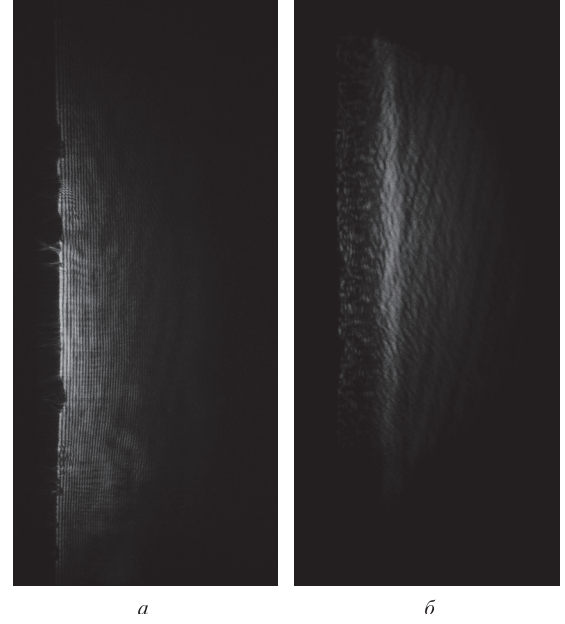


Рис.5. Фотографии выходного торца кристалла при возбуждении поверхностной волны. Угол падения возбуждающей волны $\alpha = 4^\circ$ (а) и 0.5° (б).

снижение величины показателя преломления превышает по модулю 0.000015 , существенно больше l_d и оказывается равной ~ 30 мкм.

Данный слой с пониженным показателем преломления может при определённых условиях играть роль оптического барьера для волны, падающей из глубины кристалла на его поверхность, покрытую металлической пленкой. В работе [19] приводится пример использования оптического барьера для формирования оптического волновода в кристалле ViB_3O_6 . С этой целью в глубине кристалла путём имплантации ионов He^+ создавался слой с пониженным показателем преломления, обеспечивающий ограничение света в узком слое с относительно высоким показателем преломления.

В нашем случае формирование приповерхностной волны в кристалле, покрытом металлической пленкой, возможно при полном внутреннем отражении света от оптического барьера, если выполняется условие $\sin \alpha < (2\Delta n_s n_2)^{1/2}$. Согласно нашим оценкам, при углах падения возбуждающего пучка на входной торец кристалла $\alpha > 2.15^\circ$ должны возникать поверхностные волны с осциллирующим профилем интенсивности, а при $\alpha < 2.15^\circ$ – приповерхностные волны. Показанные на рис.5 картины ближнего поля волны, полученные в эксперименте при $\alpha = 4^\circ$ и 0.5° , подтверждают это.

5. Заключение

Для анализа особенностей фотоиндуцированного рассеяния в нелинейном кристалле SBN-75 и поверхностных волн, возбуждаемых на его металлизированной поверхности, введены в рассмотрение диффузионный потенциал электростатического поля объёмных зарядов, формирующихся при распространении в ФР кристалле ограниченных световых пучков, и потенциал, возникающий при контакте ФР кристалл–металл.

Анализ электростатических полей, возникающих при распространении аperiодической поверхностной волны (в отсутствие темновой засветки), выполненный на осно-

ве метода изображений, показал, что при распространении волны вблизи поверхности кристалла, граничащей с диэлектриком, формирование объёмных зарядов в освещённой области кристалла должно сопровождаться накоплением электрических зарядов противоположного знака в узком приповерхностном слое толщиной ~ 1 мкм (порядка дебаевской длины экранировки).

В случае распространения волны вблизи поверхности кристалла, покрытой металлической пленкой, обнаруженные особенности в распределении поля волны, заключающиеся в появлении одной уширенной полосы излучения и сдвиге её (полосы) в глубь кристалла, объясняются возникновением вблизи этой поверхности слоя с пониженным показателем преломления. Показано, что толщина данного слоя может существенно превышать 1 мкм, и, при определённых условиях, он может играть роль оптического барьера. Выполненные оценки диапазона углов возбуждающего излучения ($\alpha \approx 0-2.15^\circ$), в котором указанные особенности проявляются наиболее отчётливо, находятся в полном согласии с результатами, полученными ранее в экспериментах ($\alpha \approx 0-2^\circ$) [5].

Таким образом, наш анализ впервые показал, что свойства среды, прилегающей к ФР кристаллу, могут оказывать существенное влияние на распределение поля поверхностной волны.

Авторы выражают благодарность В.В.Осико за постоянный интерес к работе.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант № 10-02-01389-а) и Минобрнауки РФ (госконтракт № 16.513.12.3019).

Приложение

Воспользовавшись методом изображений [20] и введя в рассмотрение фиктивный заряд $q_{\text{fic}} = q_0^*(\epsilon - \epsilon_c)/(\epsilon + \epsilon_c)$, расположенный зеркально симметрично (относительно плоскости $x = 0$) с объёмным зарядом q_0^* , можно представить $E_{\text{sc}}^*(x)$ в следующем виде:

$$\begin{aligned} E_{\text{sc}}^*(x) &= E_0^* + \frac{1}{2\epsilon\epsilon_0} \left[\int_0^x \rho(\xi) d\xi - \int_x^\infty \rho(\xi) d\xi + q_{\text{fic}} \right] \\ &= E_{\text{sc}}(x) + E_0^* + \frac{q_0^* + q_{\text{fic}}}{2\epsilon\epsilon_0}, \end{aligned} \quad (\text{П1})$$

$$q_0^* = \int_0^\infty \rho(\xi) d\xi, \quad q_{\text{fic}} = \int_{-\infty}^0 \rho_{\text{fic}}(\xi) d\xi,$$

$$\rho_{\text{fic}}(x) = \rho(-x)(\epsilon - \epsilon_c)/(\epsilon + \epsilon_c),$$

где E_0^* – константа; ϵ_c – диэлектрическая проницаемость прилегающей к кристаллу среды; $\rho_{\text{fic}}(x)$ – плотность распределения фиктивного заряда.

При распространении поверхностной ФР волны вдоль границы $x = 0$ электростатическое поле, установившееся в области $x > 0$ при равновесии дрейфовой и диффузионной компонент потока, возбуждаемых светом носителей электрических зарядов, должно удовлетворять условию

$$E_{\text{sc}}^*(x) = -\frac{k_B T}{q_e} \frac{d \ln[I(x) + I_d]}{dx},$$

т.е. совпадать с $E_{\text{sc}}(x)$. Данное условие может быть выполнено лишь при накоплении в узком слое на границе кристалла и линейного диэлектрика заряда $-q_0^*$.

1. Garcia Quirino G.S., Sanchez-Mondragon J.J., Stepanov S. *Phys. Rev. A*, **51** (2), 1571 (1995).
2. Zhang T.H., Ren X.K., Wang B.H., et al. *Phys. Rev. A*, **76**, 013827 (2007).
3. Zhang T.H., Ren X.K., Wang B.H., et al. *J. Mod. Opt.*, **54**(10), 1445 (2007).
4. Усиевич Б.А., Нурлигареев Д.Х., Сычугов В.А. и др. *Квантовая электроника*, **40** (5), 437 (2010).
5. Усиевич Б.А., Нурлигареев Д.Х., Сычугов В.А. и др. *Квантовая электроника*, **41** (3), 262 (2011).
6. Petrov M., Stepanov S., Khomenko A., in *Photorefractive Crystals in Coherent Optics* (Berlin: Springer-Verlag, 1991).
7. Богодаев Н.В., Ивлева Л.И., Лыков П.А., Полозков Н.М., Осико В.В. *Квантовая электроника*, **26** (2), 170 (1999).
8. Feinberg J. *J. Opt. Soc. Am.*, **72** (1), 46 (1982).
9. Duree G.C., Shultz J.L., Salamo G.J., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **71** (4), 533 (1993).
10. Castillo M.D.I., Aguilar P.A.M., Sanches-Mondragon J.J., Stepanov S., Vysloukh V. *Appl. Phys. Lett.*, **64** (4), 408 (1994).
11. *Волноводная оптоэлектроника*. Под ред. Т.Тамира. (М.: Мир, 1991, гл. 3).
12. Воронов В.В., Дорош И.П., Кузьминов Ю.С., Ткаченко Н.В. *Квантовая электроника*, **7**, 2313 (1980).
13. Feinberg J. *Opt. Lett.*, **7** (10), 486 (1982).
14. Zozulya A.A., Saffman M., Anderson D.Z. *Phys. Rev. Lett.*, **73** (6), 818 (1994).
15. Lyubomudrov O.V., Shkunov V.V. *J. Opt. Soc. Am.*, **11** (8), 1403 (1994).
16. Алешкевич В.А., Выслоух В.А., Карташов Я.В. *Квантовая электроника*, **28**, 64 (1999).
17. Алешкевич В.А., Выслоух В.А., Карташов Я.В. *Квантовая электроника*, **30**, 905 (2000).
18. Бонч-Бруевич В.Л., Калашников С.Г. *Физика полупроводников* (М.: Наука, 1990, с. 221).
19. Chen F., Wang X., Wang K. *Opt. Mater.*, **29**, 1523 (2007).
20. Тамм И.Е. *Основы теории электричества* (М.: ОГИЗ, 1946, гл. 2).