

Структура упругих и электрических полей, возникающих вблизи границы кристалла LiNbO_3 при фотогальваническом механизме записи фоторефрактивных решеток

© Н.И. Буримов, С.М. Шандаров

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники,
634050 Томск, Россия

E-mail: bnik@online.tomsk.net, shand@stack.ru

(Поступила в Редакцию 28 апреля 2005 г.)

Рассмотрена структура упругих и электрических полей, возникающих вблизи границы X -среза кристалла ниобата лития при формировании фоторефрактивной решетки с волновым вектором \mathbf{K} , параллельным оси симметрии третьего порядка, за счет фотогальванического эффекта. Приведены результаты численного анализа структуры полей решетки и изменений компонент тензора диэлектрической непроницаемости кристалла на частоте световой волны. Показано, что на фоторефрактивной решетке, сформированной вблизи электрически закороченной границы кристалла ниобата лития, возможно эффективное взаимодействие световых волн с ортогональными поляризациями.

PACS: 73.20.-r, 77.84.Dy, 77.80.Dj

При записи фоторефрактивных решеток вблизи границы нецентросимметричных кристаллов ниобата лития (класс симметрии $3m$) формируются упругие и электрические поля, близкие по своей структуре к трехпарциальной волне рэлеевского типа [1,2]. Вследствие локального характера такие неоднородные поля практически не оказывают влияние на эффекты взаимодействия световых пучков в объеме кристалла, однако в приграничной области они могут играть существенную роль в эффектах модуляции оптических свойств. Так, например, если у поверхности кристалла сформирован оптический волновод, на фоторефрактивной решетке возможно эффективное взаимодействие волновых мод. Авторами работ [1,2] для анализа структуры упругих и электрических полей вблизи свободной и металлизированной границы $y = 0$ кристаллов симметрии $3m$ при ориентации вектора решетки \mathbf{K} вдоль полярной оси z было использовано приближение заданного объемного заряда. Следует отметить, что такое приближение справедливо лишь на начальном участке формирования решетки, когда ее амплитуда и амплитуды локализованных упругих и электрических полей невелики. Приближение заданного электрического поля пространственного заряда, которое было использовано авторами работы [3] при теоретических исследованиях фоторефрактивных решеток поверхностного рельефа в титанате бария в стационарном режиме, справедливо при дрейфовом и диффузионном механизмах переноса заряда и только для кристаллов, граничащих с диэлектрической средой [4,5].

Для сегнетоэлектрических кристаллов ниобата и танталата лития основной вклад в механизм разделения заряда при формировании пропускающих решеток вносит фотогальванический эффект. В случае разомкнутого (изолированного) кристалла в стационарном состоянии несмещенная относительно интерференционной картины компонента решетки, обусловленная фотогальваническим током, отсутствует [6]. Однако в электрически

закороченном вдоль полярной оси кристалле при отсутствии затемненных приэлектродных участков несмещенная компонента поля пространственного заряда пропускающей решетки существенно превышает обусловленную диффузией смещенную составляющую.

В настоящей работе исследуется стационарная структура электрических и упругих полей пропускающей фоторефрактивной решетки вблизи границы кристалла ниобата лития X -среза, электрически закороченного вдоль полярной оси.

1. Поле пространственного заряда фоторефрактивной решетки вблизи границы кристалла

Рассмотрим кристалл симметрии $3m$, в котором сформирована фоторефрактивная решетка пропускающего типа (рис. 1). Будем считать, что вектор \mathbf{K} решетки ориентирован вдоль полярной оси z кристалла, а на его грани $z = 0$ и $z = d$ нанесены электроды 1 и 2, закороченные между собой. Возникающие в образце благодаря пьезоэффекту упругие поля приводят к формированию поверхностного рельефа на границе $x = 0$ и

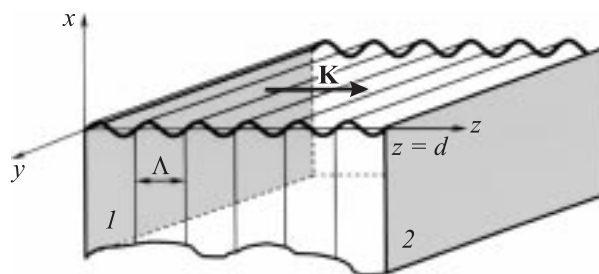


Рис. 1. Фоторефрактивная решетка в X -срезе кристалла ниобата лития, электрически закороченного вдоль оси z .

вносят дополнительный фотоупругий вклад в модуляцию оптических свойств среды.

При анализе распределения электрических и упругих полей фоторефрактивной решетки в рассматриваемом образце пренебрежем эффектами самодифракции и представим распределение интенсивности записывающего света в виде интерференционной картины

$$I(z) = I_0[1 + m \cos(Kz)] \quad (1)$$

с контрастом m , средней интенсивностью I_0 и пространственным периодом $\Lambda = 2\pi/K$, где $K = |\mathbf{K}|$. Полагаем, что основной вклад в проводимость кристалла вносят электроны, возбуждаемые под действием света с примесных центров в зону проводимости. При отсутствии насыщения ловушек концентрация фотовозбужденных электронов линейно связана с интенсивностью света [7]

$$n(z) = S(N_D - N_A)\tau_R I(z), \quad (2)$$

где S и N_D — сечение фотоионизации и концентрация донорных центров, N_A — концентрация компенсирующих акцепторов и τ_R — время рекомбинации электронов. Пренебрегая вкладом диффузии в процессы перераспределения зарядов, примем во внимание составляющую плотности фотогальванического тока вдоль поляриной оси

$$\delta^{ph}(z) = \mathbf{z}^0 \beta I(z), \quad (3)$$

где \mathbf{z}^0 — орт кристаллографической системы координат. Фотогальваническая постоянная кристалла определяется через компоненты фотогальванического тензора как $\beta = \beta_{31}$ и β_{33} при обыкновенной и необыкновенной поляризации взаимодействующих световых волн соответственно.

Распределение электростатического поля фоторефрактивной решетки, устанавливающееся в стационарном режиме, может быть найдено из уравнения непрерывности

$$\text{div}[e n \hat{\mu} \cdot \text{grad} \varphi - \delta^{ph}] = 0, \quad (4)$$

где $\varphi(x, z)$ — электростатический потенциал, $\hat{\mu}$ — тензор подвижности электронов и e — элементарный электрический заряд.

Можно показать, что при короткозамкнутых электродах 1 и 2 ($\varphi_1 = \varphi_2 = 0$) и однородном освещении ($m = 0$) электрическое поле в кристалле отсутствует ($\varphi(x, z) \equiv 0$). Воспользуемся приближением малых контрастов ($m \ll 1$) и примем для простоты, что размер кристалла вдоль оси z удовлетворяет условию $Kd = p\pi$, где $p \gg 1$ — целое число. В этом случае достаточно принять во внимание только первую пространственную гармонику решетки и отыскивать распределение электрического потенциала в виде функции

$$\varphi(x, z) = \varphi_1(x) \sin(Kz), \quad (5)$$

автоматически удовлетворяющей граничным условиям при $z = 0$ и $z = d$.

Подстановка в уравнение (4) $\varphi(x, z)$ позволяет с учетом соотношений (1)–(3) получить уравнение, описывающее в линейном приближении распределение ампли-

туды первой гармоники потенциала фоторефрактивной решетки в кристалле в следующем виде:

$$\frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial x^2} - \frac{\mu_3}{\mu_1} K^2 \varphi_1 = -Km \frac{\beta}{e\mu_1 S(N_D - N_A)\tau_R}, \quad (6)$$

где μ_1 и μ_3 — подвижности электронов вдоль осей x и z .

Решение этого уравнения с учетом условия конечности потенциала при $x \leq 0$ можно записать в виде

$$\varphi_1(x) = \varphi_1^+ \exp\left(\sqrt{\frac{\mu_3}{\mu_1}} Kx\right) + \frac{m\beta}{Ke\mu_3 S(N_D - N_A)\tau_R}, \quad (7)$$

где постоянная интегрирования φ_1^+ должна быть определена из граничных условий. Распределение потенциала вне кристалла в случае диэлектрической границы $x = 0$ имеет вид

$$\varphi_{1d}(x) = \varphi^0 \exp(-Kx) \quad \text{при } x \geq 0,$$

где φ^0 — амплитуда потенциала при $x = 0$. Используя условия отсутствия нормальной составляющей тока и непрерывности потенциала при $x = 0$, получаем

$$\varphi_d^{in}(x, z) = \frac{m\beta}{Ke\mu_3 S(N_D - N_A)\tau_R} \sin(Kz) \quad \text{при } x \leq 0, \quad (8)$$

$$\varphi_d^{out}(x, z) = \frac{m\beta}{Ke\mu_3 S(N_D - N_A)\tau_R} \times \exp(-Kx) \sin(Kz) \quad \text{при } x \geq 0, \quad (9)$$

Таким образом, для диэлектрической границы кристалла в стационарном режиме при рассмотренных выше условиях справедливо использованное в работах [4,5] приближение заданной решетки электрического поля с постоянной амплитудой. На электрически закороченной („металлизированной“) границе $x = 0$ потенциал обращается в нуль, и его распределение внутри кристалла имеет вид

$$\varphi_m^{in}(x, z) = \left[1 - \exp\left(\sqrt{\frac{\mu_3}{\mu_1}} Kx\right)\right] \times \frac{m\beta}{Ke\mu_3 S(N_D - N_A)\tau_R} \sin(Kz) \quad \text{при } x \leq 0. \quad (10)$$

2. Упругие поля фоторефрактивной решетки

Для отыскания структуры упругих полей, возникающих вблизи границы $x = 0$ кристалла симметрии $3m$, при записи фоторефрактивной решетки за счет фотогальванического эффекта воспользуемся уравнениями эластостатики [8]

$$\frac{\partial}{\partial x_j} T_{ij} = 0, \quad (11)$$

где

$$\frac{\partial}{\partial x_j} = n_j \frac{\partial}{\partial x} + m_j \frac{\partial}{\partial z};$$

n_j и m_j — направляющие косинусы нормали к границе кристалла и вектора решетки соответственно; T_{ij} — компоненты тензора упругих напряжений, связь которых

с электрическим потенциалом и упругими деформациями определяется уравнениями состояния пьезокристалла [8].

Для рассматриваемой ориентации границы $x = 0$ и вектора решеток \mathbf{K} относительно кристаллофизической системы координат система уравнений (11) с учетом симметрии тензоров модулей упругости \hat{c} и пьезоэлектрических констант \hat{e} , а также полученных выше выражений для потенциала (8) и (10), принимает следующий вид:

$$\begin{aligned} & c_{11}^E \frac{\partial^2 u_1}{\partial x^2} + c_{44}^E \frac{\partial^2 u_1}{\partial z^2} + c_{14}^E \frac{\partial^2 u_2}{\partial x \partial z} \\ & + (c_{13}^E + c_{44}^E) \frac{\partial^2 u_3}{\partial x \partial z} = -(e_{15} + e_{31}) \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x \partial z}, \\ & 2c_{11}^E \frac{\partial^2 u_1}{\partial x \partial z} + c_{66}^E \frac{\partial^2 u_2}{\partial x^2} + c_{44}^E \frac{\partial^2 u_2}{\partial z^2} + c_{14}^E \frac{\partial^2 u_3}{\partial x^2} = e_{22} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2}, \\ & (c_{13}^E + c_{44}^E) \frac{\partial^2 u_1}{\partial x \partial z} + c_{14}^E \frac{\partial^2 u_2}{\partial x^2} + c_{44}^E \frac{\partial^2 u_3}{\partial x^2} + c_{33}^E \frac{\partial^2 u_3}{\partial z^2} \\ & = - \left(e_{15} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + e_{33} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} \right), \end{aligned} \quad (12)$$

где u_j — составляющие вектора упругого смещения в кристаллофизических координатах, а c_{mn}^E и e_{jm} — модули упругости электрически закороченного кристалла и его пьезоэлектрические константы в матричных обозначениях.

Решение системы дифференциальных уравнений (12) может быть получено в виде

$$u_k(x, z) = \frac{1}{2} U_k(x) \exp(iKz) + \text{с.с.} \quad (13)$$

Подставляя решения для потенциала (8), (10) и компонент вектора упругого смещения (13) в систему уравнений (12), получаем уравнения для поперечных распределений компонент вектора $U_k(x)$ при диэлектрической границе

$$\begin{aligned} & c_{11}^E \frac{\partial^2 U_1}{\partial x^2} - K^2 c_{44}^E U_1 + 2iKc_{14}^E \frac{\partial U_2}{\partial x} \\ & + iK(c_{13}^E + c_{44}^E) \frac{\partial U_3}{\partial x} = 0, \\ & 2iKc_{14}^E \frac{\partial U_1}{\partial x} + c_{66}^E \frac{\partial^2 U_2}{\partial x^2} - K^2 c_{44}^E U_2 + c_{14}^E \frac{\partial^2 U_3}{\partial x^2} = 0, \\ & iK(c_{13}^E + c_{44}^E) \frac{\partial U_1}{\partial x} + c_{14}^E \frac{\partial^2 U_2}{\partial x^2} \\ & + c_{44}^E \frac{\partial^2 U_3}{\partial x^2} - K^2 c_{33}^E U_3 = -iKme_{33}E_{ph} \end{aligned} \quad (14)$$

и электрически закороченной границе кристалла

$$\begin{aligned} & c_{11}^E \frac{\partial^2 U_1}{\partial x^2} - K^2 c_{44}^E U_1 + 2iKc_{14}^E \frac{\partial U_2}{\partial x} + iK(c_{13}^E + c_{44}^E) \frac{\partial U_3}{\partial x} \\ & = K \sqrt{\frac{\mu_3}{\mu_1}} m(e_{15} + e_{31}) E_{ph} \exp\left(\sqrt{\frac{\mu_3}{\mu_1}} Kx\right), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & 2iKc_{14}^E \frac{\partial U_1}{\partial x} + c_{66}^E \frac{\partial^2 U_2}{\partial x^2} - K^2 c_{44}^E U_2 \\ & + c_{14}^E \frac{\partial^2 U_3}{\partial x^2} = i \frac{\mu_3}{\mu_1} Kme_{22}E_{ph} \exp\left(\sqrt{\frac{\mu_3}{\mu_1}} Kx\right), \\ & iK(c_{13}^E + c_{44}^E) \frac{\partial U_1}{\partial x} + c_{14}^E \frac{\partial^2 U_2}{\partial x^2} + c_{44}^E \frac{\partial^2 U_3}{\partial x^2} - K^2 c_{33}^E U_3 \\ & = -iKme_{ph} \left[e_{33} + \left(\frac{\mu_3}{\mu_1} e_{15} - e_{33} \right) \exp\left(\sqrt{\frac{\mu_3}{\mu_1}} Kx\right) \right]. \end{aligned} \quad (15)$$

В данных выражениях $E_{ph} = \beta(e\mu_3 S(N_D - N_A)\tau_R)^{-1}$ — амплитуда объемной составляющей поля внутри кристалла.

Частное решение системы уравнений (14) представляет параллельную вектору \mathbf{K} компоненту вектора упругого смещения и дает амплитуду существующей во всем объеме кристалла парциальной решетки в виде

$$U_3^{vd} = \frac{ie_{33}m\beta}{c_{33}^E K e \mu_3 S(N_D - N_A)\tau_R}. \quad (16)$$

Для случая электрически закороченной границы (см. уравнение (15)) дополнительно к объемной решетке с амплитудой, определяемой уравнением (16), в кристалле из-за неоднородного распределения электрического потенциала индуцируются решетки с амплитудами

$$U_k^{in}(x) = U_k^0 \exp\left(\sqrt{\frac{\mu_3}{\mu_1}} Kx\right). \quad (17)$$

Амплитуды индуцированных приграничных компонент U_1^0, U_2^0, U_3^0 можно легко найти из системы уравнений (15). Полученные выражения достаточно громоздки, поэтому они для простоты изложения материала не приводятся.

Общее решение систем однородных дифференциальных уравнений с постоянными коэффициентами (14) и (15), совпадающих для диэлектрической и электрически закороченной границ, с учетом условия конечности при $x < 0$

$$U_k(x) = U_k^g \exp(\gamma Kx), \quad (18)$$

где γ — постоянная затухания, позволяет получить систему алгебраических уравнений относительно амплитуд парциальных составляющих компонент вектора упругого смещения u_k^g

$$\begin{aligned} & (c_{11}^E \gamma^2 - c_{44}^E) U_1^g + 2i\gamma c_{14}^E U_2^g + i\gamma(c_{13}^E + c_{44}^E) U_3^g = 0, \\ & 2i\gamma c_{14}^E U_1^g + (\gamma^2 c_{66}^E - c_{44}^E) U_2^g + \gamma^2 c_{14}^E U_3^g = 0, \\ & i\gamma(c_{13}^E + c_{44}^E) U_1^g + \gamma^2 c_{14}^E U_2^g + (\gamma^2 c_{44}^E - c_{33}^E) U_3^g = 0. \end{aligned} \quad (19)$$

Условие нетривиальной разрешимости системы уравнений (18) позволяет найти постоянные затухания γ из соответствующего уравнения шестой степени. Из шести корней этого уравнения физический смысл имеют три корня γ_j с положительной действительной частью, так что компоненты вектора упругого смещения удовлетворяют условию конечности при $x < 0$.

Подставляя полученные значения γ_j в (18), можно для каждой парциальной составляющей определить компоненты вектора упругого смещения $U_k^{g(j)}$ через одну из них, например $U_3^{g(j)}$. В таблице приведены значения постоянных затухания γ_j и нормированных таким образом компонент вектора упругого смещения $U_1^{g(j)}$ и $U_2^{g(j)}$ для собственных парциальных составляющих упругого поля фоторефрактивной решетки при рассматриваемой ориентации кристалла LiNbO₃. В расчетах использовались его материальные константы из работы [9].

Таким образом, распределение компонент вектора упругого смещения в упругом поле, сопровождающем фоторефрактивную решетку с ориентированным вдоль полярной оси вектором \mathbf{K} , у электрически закороченной границы $x = 0$ кристалла симметрии $3m$ имеет вид

$$\begin{aligned}
 u_1(x, z) &= \frac{1}{2} \left[U_1^0 \exp\left(\sqrt{\frac{\mu_3}{\mu_1}} Kx\right) + \sum_{j=1}^3 A_j U_1^{g(j)} \exp(\gamma_j Kx) \right] \exp(iKz) + \text{с.с.}, \\
 u_2(x, z) &= \frac{1}{2} \left[U_2^0 \exp\left(\sqrt{\frac{\mu_3}{\mu_1}} Kx\right) + \sum_{j=1}^3 A_j U_2^{g(j)} \exp(\gamma_j Kx) \right] \exp(iKz) + \text{с.с.}, \\
 u_3(x, z) &= \frac{1}{2} \left[U_3^{Vd} + U_3^0 \exp\left(\sqrt{\frac{\mu_3}{\mu_1}} Kx\right) + \sum_{j=1}^3 A_j \exp(\gamma_j Kx) \right] \exp(iKz) + \text{с.с.} \quad (20)
 \end{aligned}$$

В случае диэлектрической границы кристалла распределение компонент вектора упругого смещения можно получить из соотношений (20), приравнявая в них амплитуды индуцированных составляющих U_1^0 , U_2^0 и U_3^0 к нулю.

Амплитудные множители A_j определяются с использованием граничных условий для упругих напряжений $T_{i1} = 0$ при $x = 0$, которые в рассматриваемом случае имеют вид

$$\begin{aligned}
 c_{11}^E \frac{\partial u_1}{\partial x} + c_{14}^E \frac{\partial u_2}{\partial z} + c_{13}^E \frac{\partial u_3}{\partial z} + e_{31} \frac{\partial \varphi}{\partial z} &= 0, \\
 c_{14}^E \frac{\partial u_1}{\partial z} + c_{66}^E \frac{\partial u_2}{\partial x} + c_{14}^E \frac{\partial u_3}{\partial x} - e_{22} \frac{\partial \varphi}{\partial x} &= 0, \\
 c_{44}^E \frac{\partial u_1}{\partial z} + c_{14}^E \frac{\partial u_2}{\partial x} + c_{44}^E \frac{\partial u_3}{\partial x} + e_{15} \frac{\partial \varphi}{\partial x} &= 0, \quad \text{при } x = 0.
 \end{aligned} \quad (21)$$

Подстановка выражения для потенциала ((8) — для диэлектрической границы или (10) — для металлизированной границы кристалла $x = 0$) и соотношений (20)

Постоянные затухания γ_j и нормированные компоненты вектора упругого смещения $U_1^{g(j)}$ и $U_2^{g(j)}$ для собственных парциальных составляющих упругого поля фоторефрактивной решетки

j	γ_j	$U_1^{g(j)}$	$U_2^{g(j)}$
1	$0.7883 - i0.0686$	$-0.2757 + i1.8402$	$1.6224 - i0.8313$
2	$0.7883 + i0.0686$	$0.2757 + i1.8402$	$1.6224 + i0.8313$
3	1.591	$i0.4555$	-0.2712

для компонент вектора упругих смещений в уравнения (21) и применение численной методики, используемой в теории поверхностных акустических волн [10], позволяет вычислить коэффициенты A_j .

Изложенные выше методики определения коэффициентов A_j и амплитуд индуцированных приграничных компонент U_1^0 , U_2^0 и U_3^0 для различных пространственных периодов, постоянных γ_j и нормированных компонент парциальных составляющих $U_1^{g(j)}$ и $U_2^{g(j)}$ дают возможность с помощью уравнений (8)–(10), (20) и (16) полностью описать структуру электрических и упругих полей фоторефрактивной решетки.

3. Структура электрических и упругих полей фоторефрактивной решетки для X-среза ниобата лития

Рассмотрим в качестве характерного примера фоторефрактивную решетку с пространственным периодом $\Lambda = 20 \mu\text{m}$, сформированную интерференционной картиной с контрастом $m = 0.1$ в кристалле ниобата лития при $E_{ph} = 10^7 \text{ V/m}$ и $\mu_1/\mu_3 = 1$. Распределения электрических и упругих полей, создаваемых данной решеткой, показаны на рис. 2. Как следует из уравнения (8), электрическое поле фоторефрактивной решетки в кристалле ниобата лития с диэлектрической границей имеет единственную составляющую $E_z = -mE_{ph}$, направленную по вектору \mathbf{K} и не зависящую от координаты x , нормальной к границе (рис. 2, *a*). В приповерхностной области кристалла с металлизированной границей (см. формулу (10)) существует и нормальная к ней компонента E_x . Как видно из рис. 2, *b*, она сравнима по величине с основной компонентой решетки E_z для $x < \Lambda/4$.

Приповерхностные упругие поля для рассматриваемой фоторефрактивной решетки, определяемые общим соотношением (20), были рассчитаны с использованием данных таблицы по описанной выше методике. В случае диэлектрической границы (рис. 2, *a*) амплитуда направленной по вектору решетки основной компоненты вектора упругого смещения u_3 , существующей и в объеме кристалла, достигает максимума на глубине $\sim 0.2\Lambda$. Далее к границе она падает и при $x = 0$ имеет меньшее значение, чем амплитуда объемной составляющей U_3^{Vd} .

Сильное влияние диэлектрической границы на структуру упругих полей фоторефрактивной решетки про-

является в том, что в приповерхностной области существует нормальная к границе и сдвинутая по фазе на $\pi/2$ относительно u_3 компонента смещения u_1 , обеспечивающая появление поверхностного рельефа (рис. 1). В рассматриваемом случае высота рельефа, равная удвоенной амплитуде компоненты u_1 при $x = 0$, составляет ~ 47 нм. Оценка с использованием известных соотношений [11] показывает, что это соответствует рельефу, создаваемому поверхностной акустической волной с мощностью 0.7 мВт, возбуждаемой в YZ-срезе ниобата лития преобразователем с апертурой 5 мм. Амплитуда тангенциальной к границе и ортогональной к вектору решетки составляющей упругого смещения u_2 также отлична от нуля в приповерхностной области, но ее максимальное значение на порядок меньше, чем для синфазной с ней основной компоненты u_3 .

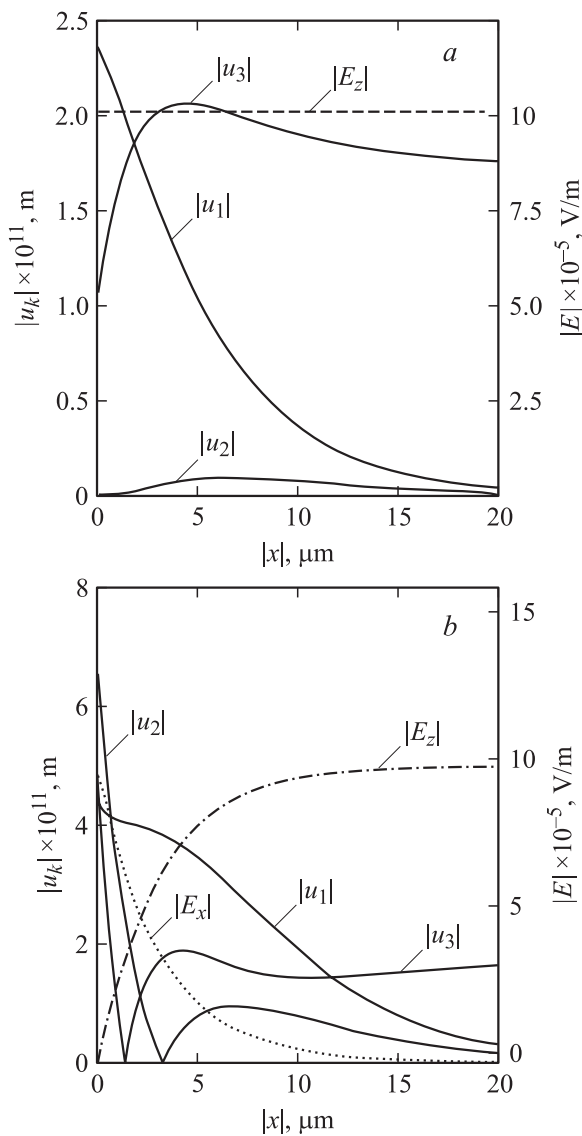


Рис. 2. Поперечные распределения компонент вектора напряженности электрического поля и вектора упругих смещений фоторефрактивной решетки для кристалла с диэлектрической (а) и металлизированной (б) границей $x = 0$.

В кристалле с металлизированной границей (рис. 2, б) существующая в объеме компонента упругого смещения u_3 вблизи нее испытывает заметные колебания амплитуды, изменяя знак на глубине $\sim \Lambda/15$. Характерно, что амплитуды всех составляющих вектора упругого смещения на металлизированной границе $x = 0$ близки по величине и существенно превосходят объемное значение U_3^{Vd} . Создаваемый в этом случае решеткой поверхностный рельеф имеет высоту ~ 87 нм, а вызывающая его появление составляющая упругого смещения u_1 , сдвинутая по фазе при $|x| < \Lambda/15$ относительно компоненты u_3 на $\pi/2$, знак не изменяет. Отметим, что для касательной к границе и ортогональной к вектору решетки компоненты u_2 в рассматриваемом случае наблюдаются колебания амплитуды и изменение знака на противоположный на глубине $\sim \Lambda/6$. Для приповерхностной области $|x| < \Lambda/15$ и при $|x| > \Lambda/6$ компоненты u_2 и u_3 являются противофазными.

4. Модуляция оптических свойств X-среза ниобата лития фоторефрактивной решеткой

Электрические и упругие поля фоторефрактивной решетки модулируют тензор диэлектрической непроницаемости кристалла B_{mn} на частоте световой волны за счет электрооптического и фотоупругого эффектов [8]

$$\Delta B_{mn} = r_{mnp}^S E_p + p_{mnkl}^E S_{kl}, \quad (22)$$

где r_{mnp}^S — электрооптические постоянные механически зажатого кристалла, p_{mnkl}^E — фотоупругие постоянные электрически закороченного кристалла, S_{kl} — компоненты тензора упругих деформаций. Используя значения электрооптических и фотоупругих постоянных из работ [11,12], мы провели численные расчеты распределений для амплитуд возмущений ΔB_{mn} , создаваемых решеткой в приграничной области X-среза ниобата лития. Эти распределения для рассмотренных выше случаев диэлектрической и металлизированной границы представлены на рис. 3.

Диэлектрическая граница (рис. 3, а) оказывает слабое влияние на существующие и в объеме кристалла диагональные компоненты ΔB_{11} , ΔB_{22} и ΔB_{33} , пространственные зависимости которых от координаты z являются синфазными с интерференционной картиной. Изменения амплитуд этих компонент обусловлены исключительно фотоупругим вкладом и не превосходят нескольких процентов. Фотоупругий эффект приводит и к появлению в приграничной области возмущений недиагональных компонент тензора диэлектрической непроницаемости ΔB_{12} и ΔB_{13} , сдвинутых относительно интерференционной картины на четверть пространственного периода, а также синфазной с ней компоненты ΔB_{23} . Амплитуда недиагональных компонент примерно на порядок меньше, чем для диагональных составляющих, однако их присутствие может привести к качественно новым эффектам, таким

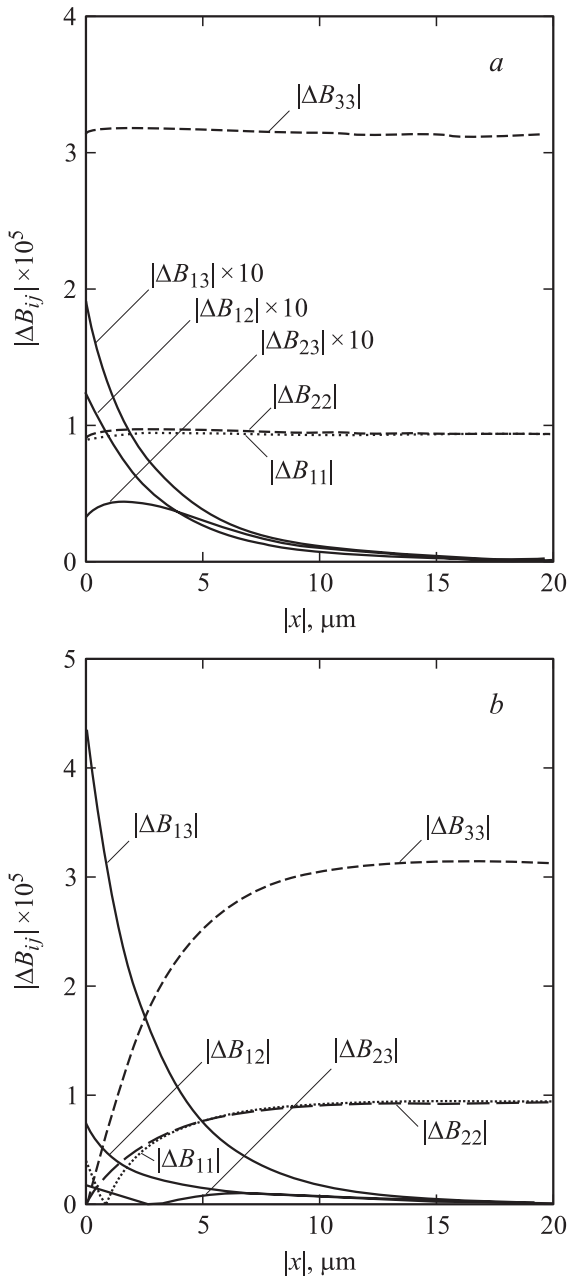


Рис. 3. Поперечные распределения возмущений компонент тензора диэлектрической непроницаемости ΔB_{ij} фоторефрактивной решеткой для кристалла с диэлектрической (а) и металлизированной (б) границей $x = 0$.

как дифракция и рассеяние света в приграничной области в волны с поляризацией, ортогональной к исходной.

В кристалле с металлизированной границей (рис. 3, б) наблюдается быстрое уменьшение амплитуд возмущения диагональных компонент тензора диэлектрической непроницаемости в приповерхностной области кристалла, связанное в первую очередь с характером поведения основной составляющей E_z электрического поля решетки (ср. с рис. 2, б). В непосредственной близости от границы диагональная компонента ΔB_{11} изменяет знак, поскольку отрицательный фотоупругий вклад превышает

здесь его электрооптическую часть. Наличие нормальной к металлизированной границе компоненты электрического поля вызывает появление возмущений ΔB_{13} и ΔB_{12} , сдвинутых на $\Lambda/4$ относительно интерференционной картины, как и в случае диэлектрической границы. Такой же по знаку фотоупругий вклад, как и его электрооптическая часть, приводит к существенному увеличению амплитуды компоненты ΔB_{13} в приграничной области, где она превосходит основную компоненту решетки ΔB_{33} в объеме кристалла. Синфазная с интерференционной картиной составляющая возмущений ΔB_{23} , обусловленная исключительно фотоупругим эффектом, имеет минимальную амплитуду.

5. Заключение

В данной работе проведен анализ структуры электрических и упругих полей пропускающей фоторефрактивной решетки, сформированной за счет фотогальванического эффекта в кристалле ниобата лития X-среза, электрически закороченном вдоль полярной оси. Показано, что в стационарных условиях вблизи диэлектрической и металлизированной границ $x = 0$ присутствуют возмущения недиагональных компонент тензора диэлектрической непроницаемости кристалла фоторефрактивной решеткой. Это может приводить к качественно новым оптическим эффектам в приграничной области, таким как дифракция и рассеяние света в волны с поляризацией, ортогональной к исходной. Получено, что амплитуда возмущений недиагональной компоненты ΔB_{13} вблизи металлизированной границы превосходит амплитуду основной компоненты решетки ΔB_{33} , существующей в объеме кристалла.

Список литературы

- [1] С.М. Шандаров, В.М. Шандаров. ЖТФ **60**, 2, 106 (1990).
- [2] С.М. Шандаров, Н.И. Буримов. Изв. вузов. Сер. Физика **40**, 9, 75 (1997).
- [3] G. Fogarty, M. Cronin-Golomb. Optics Lett. **20**, 22, 2276 (1995).
- [4] А.М. Кириллов, С.М. Шандаров. Квантовая электрон. **26**, 2, 185 (1999).
- [5] А.М. Кириллов, С.М. Шандаров, Н.И. Буримов. Письма в ЖТФ **25**, 17, 74 (1999).
- [6] Б.И. Стурман, В.М. Фридкин. Фотогальванический эффект в средах без центра симметрии и родственные явления. Наука, М. (1992). 208 с.
- [7] М.П. Петров, С.И. Степанов, А.В. Хоменко. Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике. Наука, СПб (1992). 317 с.
- [8] Ю.И. Сиротин, М.П. Шаскольская. Основы кристаллофизики. Наука, М. (1975). 640 с.
- [9] R.T. Smith, F.S. Welsh. J. Appl. Phys. **42**, 6, 2219 (1971).
- [10] И.Б. Яковкин, Д.В. Петров. Дифракция света на акустических поверхностных волнах. Наука, Новосибирск (1975). 184 с.
- [11] Л.П. Авакянц, Д.Ф. Киселев, Н.Н. Щитов. ФТТ **18**, 6, 1547 (1976).
- [12] E.U. Turner. Appl. Phys. Lett. **8**, 303 (1966).