

УДК 535.417

## РАСПРЕДЕЛЕНИЕ УПРУГИХ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ ФОТОРЕФРАКТИВНОЙ РЕШЕТКИ ВБЛИЗИ ГРАНИЦЫ КРИСТАЛЛОВ СИММЕТРИИ $4mm$ И $6mm$

© 2003 г. К. С. Нуякшева, А. М. Кириллов, С. М. Шандаров

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники  
Томск, пр. Ленина 40

E-mail: nks@svch.rk.tusur.ru

Поступила в редакцию 09.07.2002 г.

Выполнен теоретический анализ поверхностной структуры фоторефрактивной решетки. Учтено влияние эффекта насыщения ловушек на электрические и упругие поля, формирующиеся вблизи границы кристалла благодаря диффузионному механизму разделения зарядов. Проведен анализ возмущений тензора диэлектрической проницаемости кристалла на частоте световой волны и показана возможность дифракции света с изменением поляризации в приграничной области.

Электрические и упругие поля, характеризующие фоторефрактивную решетку в электрооптическом кристалле, вблизи его границы могут иметь сложный характер [1–9]. В частности, при определенных условиях на границе кристалла формируется периодический рельеф, существование которого подтверждено экспериментально [1, 6]. Поверхностная структура решетки может оказывать сильное влияние на взаимодействие световых волн в планарных фоторефрактивных волноводах и, в частности, на процесс голографической записи при использовании света с сильным поглощением в кристалле. Как известно, в фоторефрактивных кристаллах наблюдаются и акустоэлектрические явления, такие как отражение акустических волн от голографической решетки [10] и их генерация при воздействии на решетку модулированным световым излучением [11–13]. Приграничная структура упругих и электрических полей фоторефрактивной голограммы может играть значительную роль в акустоэлектрических эффектах с участием поверхностных акустических волн.

Кристаллы титаната бария ( $BaTiO_3$ ) и барий-стронциевого ниобата (SBN), широко используемые в исследованиях фоторефрактивных эффектов, принадлежат к сегнетоэлектрическому классу симметрии  $4mm$ . Теоретическому анализу поверхностной структуры фоторефрактивной решетки в титанате бария при стационарных условиях и в отсутствие насыщения ловушек посвящена работа [9]. В настоящей работе рассмотрено влияние эффекта насыщения ловушек на электрические и упругие поля фоторефрактивной решетки, имеющей вектор  $K_g$ , параллельный полярной оси  $Z$ , и сформированной за счет диффузионного механизма в  $Y$ -срезе кристалла симметрии  $4mm$ . Отме-

тим, что благодаря одинаковой симметрии упругих, пьезоэлектрических и диэлектрических свойств данная модель применима и к кристаллам точечной группы  $6mm$ .

Рассмотрим кристалл с механически свободной границей  $y = 0$  (рис. 1), в котором при симметричном двухпучковом взаимодействии световых волн с интенсивностями  $I_R$  и  $I_S$  сформирована фоторефрактивная решетка с пространственным периодом  $\Lambda = 2\pi/|K_g|$ . Пренебрегая эффектами самодифракции, распределение интенсивности света в кристалле представим в виде

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

где  $I_0 = I_R + I_S$  – средняя интенсивность и  $m = 2\sqrt{I_R I_S}/I_0$  – контраст интерференционной картины,  $K_g = |K_g|$ . Фотовозбуждение носителей заряда и их перенос по кристаллу вследствие диффузии с последующей рекомбинацией приводят к образованию поля пространственного заряда  $E_{sc}$ . Анализ этих процессов проведем на основе известной одноуровневой модели зонного переноса [14] для стационарного режима в условиях непре-

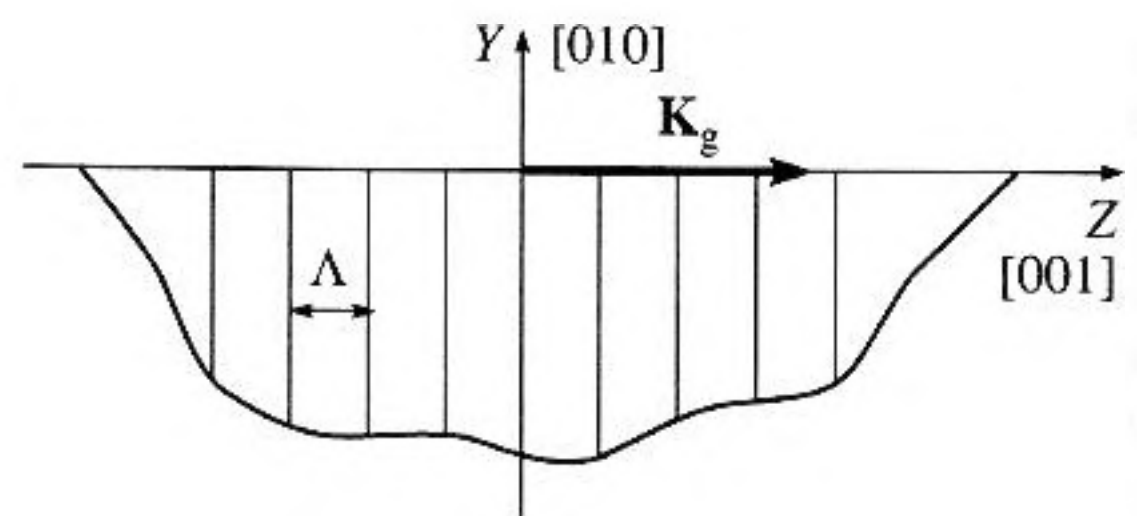


Рис. 1. Ориентация осей кристалла и вектора решетки. Кристалл занимает полупространство  $y \leq 0$ .

ровного освещения со сравнительно низкой интенсивностью. В этом случае концентрация носителей заряда удовлетворяет неравенству  $n \ll N_A$  ( $N_A$  – концентрация компенсирующих акцепторных центров) и в адиабатическом приближении может быть представлена в виде

$$n = SI(N_D - N_A)\tau_R \left( 1 + \frac{1}{eN_A} \operatorname{div} \mathbf{D} \right), \quad (2)$$

где  $S$  и  $N_D$  – сечение фотоионизации и концентрация донорных центров в кристалле,  $\tau_R$  – время рекомбинации неравновесных носителей заряда и  $e$  – элементарный электрический заряд. Поле электрической индукции  $\mathbf{D}$  в кристаллах без центра симметрии определяется суммой электрической и пьезоэлектрической составляющих поляризации среды. Для определения двумерного распределения связанных друг с другом стационарных распределений электрических и упругих полей фоторефрактивной решетки воспользуемся уравнениями непрерывности

$$\operatorname{div}[-e(\bar{\mu} \operatorname{grad} \varphi) + k_B T(\bar{\mu} \operatorname{grad} n)] = 0 \quad (3)$$

и эластостатики

$$\frac{\partial T_{ij}}{\partial x_j} = 0, \quad (4)$$

где  $\bar{\mu}$  – тензор подвижности носителей заряда,  $\varphi$  – электрический потенциал,  $k_B$  – постоянная Больцмана,  $T$  – абсолютная температура и  $T_{ij}$  – компоненты тензора упругих напряжений. Связь между электрическими и упругими полями в пьезокристалле определяется уравнениями состояния [15]

$$T_{ij} = C_{ijkl}^E S_{kl} + e_{mij} \frac{\partial \varphi}{\partial x_m}, \quad (5)$$

$$D_n = e_{nkl} S_{kl} - \epsilon_{nm}^S \frac{\partial \varphi}{\partial x_m}, \quad (6)$$

где  $C_{ijkl}^E$  и  $\epsilon_{nm}^S$  – компоненты тензоров модулей упругости и диэлектрической проницаемости, измеренные при постоянном электрическом поле и для механически зажатого кристалла соответственно, а  $e_{mij}$  – компоненты тензора пьезоэлектрических констант. Тензор упругих деформаций  $S_{kl}$  может быть выражен через компоненты вектора упругого смещения  $U_k$  в виде

$$S_{kl} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial U_k}{\partial x_l} + \frac{\partial U_l}{\partial x_k} \right). \quad (7)$$

Система уравнений (2)–(7), определяющая электрические и упругие поля, наводимые в фоторефрактивном кристалле при его освещении, является нелинейной. В линейном приближении по

контрасту интерференционной картины, при  $m \ll 1$ , можно ограничиться анализом только первой пространственной гармоники фоторефрактивной решетки и представить выражение (2) для распределения носителей заряда в виде

$$n = n_0 \left[ 1 + m \cos(K_g z) - \frac{1}{eN_A} \operatorname{div} \mathbf{D} \right], \quad (8)$$

где  $n_0 = SI_0(N_D - N_A)\tau_R$  – средняя концентрация неравновесных носителей.

С учетом симметрии кристалла и ориентации вектора решетки уравнения для электрического потенциала и компонент вектора упругого смещения  $U_y$  и  $U_z$  могут быть получены из системы (3)–(8) в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\mu_3}{\mu_2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} - L_{sz}^2 \left\{ \epsilon_2^S \frac{\partial^4 \varphi}{\partial y^4} + \frac{\mu_3}{\mu_2} \frac{\partial^4 \varphi}{\partial z^4} + \right. \\ \left. + \left( 1 + \frac{\mu_3 \epsilon_2^S}{\mu_2 \epsilon_3^S} \right) \frac{\partial^4 \varphi}{\partial y^2 \partial z^2} - \frac{e_{15}}{\epsilon_3^S} \frac{\partial^4 U_z}{\partial y^4} - \right. \\ \left. - \frac{1}{\epsilon_3^S} \left( e_{33} + e_{15} \frac{\mu_3}{\mu_2} \right) \frac{\partial^4 U_z}{\partial y^2 \partial z^2} - \frac{e_{33} \mu_3}{\epsilon_3^S \mu_2} \frac{\partial^4 U_z}{\partial z^4} - \right. \\ \left. - \frac{(e_{15} + e_{31})}{\epsilon_3^S} \left( \frac{\partial^4 U_y}{\partial y^3 \partial z} + \frac{\mu_3}{\mu_2} \frac{\partial^4 U_y}{\partial y \partial z^3} \right) \right\} = \\ = -\frac{k_B T \mu_3}{e \mu_2} m K_g^2 \cos(K_g z), \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} C_{11}^E \frac{\partial^2 U_y}{\partial y^2} + C_{44}^E \frac{\partial^2 U_y}{\partial z^2} + (C_{44}^E + C_{13}^E) \frac{\partial^2 U_z}{\partial y \partial z} = \\ = -(e_{31} + e_{15}) \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y \partial z}, \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} (C_{44}^E + C_{13}^E) \frac{\partial^2 U_y}{\partial y \partial z} + C_{44}^E \frac{\partial^2 U_z}{\partial y^2} + C_{33}^E \frac{\partial^2 U_z}{\partial z^2} = \\ = -e_{15} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} - e_{33} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2}, \end{aligned} \quad (11)$$

где  $L_{sz} = \sqrt{k_B T \epsilon_3^S / e^2 N_A}$  – дебаевская длина экранирования вдоль полярной оси кристалла и использованы матричные обозначения компонент материальных тензоров.

Из уравнения (9) следует, что в отсутствие насыщения ловушек  $L_s = 0$  и упругие смещения не оказывают влияния на распределение потенциала. Анализ поверхностной структуры фоторефрактивной решетки в кристалле BaTiO<sub>3</sub> проведен для этого случая в работе [9]. Для нахождения

распределений потенциала и упругих смещений в фоторефрактивной решетке при  $L_S \neq 0$  представим решение системы уравнений в виде

$$\begin{aligned} \varphi(y, z) = \\ = \frac{1}{2} \left\{ \varphi_0 + \sum_j \varphi_j \exp(\gamma_j K_g y) \right\} \exp(iK_g z) + \text{к.с.}, \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} U_{y,z}(y, z) = \\ = \frac{1}{2} \left\{ U_{y0,z0} + \sum_j U_{yj,zj} \exp(\gamma_j K_g y) \right\} \exp(iK_g z) + \text{к.с.}, \end{aligned} \quad (13)$$

где  $\varphi_0$  и  $U_{y0}, U_{z0}$  соответствуют объемным полям решетки, а  $\varphi_j, U_{yj}$  и  $U_{zj}$  являются амплитудами парциальных составляющих, затухание которых вдоль координаты  $y$  определяются постоянными  $\gamma_j$ . Используя стандартную процедуру, легко найти все 4 корня с положительной действительностью частью, которые могут быть постоянными затухания. Один из них не зависит от внешних условий формирования решетки, равен

$$\gamma_1 = \sqrt{\frac{\mu_3}{\mu_2}} \quad (14)$$

и характеризует собственное решение граничной электростатической задачи в отсутствие насыщения ловушек. Два других комплексно-сопряженных корня  $\gamma_2$  и  $\gamma_3$ , зависящие как от материальных параметров кристалла, так и от пространственного периода фоторефрактивной решетки, определяют при  $L_{sz} = 0$  собственное решение граничной задачи эластостатики (см. уравнения (10) и (11)). Четвертый корень не имеет физического смысла и должен быть отброшен.

Значения объемных составляющих полей решеток равны:

$$\varphi_0 = mE_d / \left\{ K_g \left[ \frac{E_d}{E_{q3}} \left( 1 + \frac{e_{33}^2}{C_{33}^E \epsilon_3^S} \right) + 1 \right] \right\}, \quad (15)$$

$$U_{z0} = -\frac{e_{33}}{C_{33}^E} \varphi_0, \quad U_{y0} = 0, \quad (16)$$

где  $E_d = K_g k_B T / e$  – диффузионное поле,  $E_{q3} = eN_A / K_g \epsilon_3^S$  – поле насыщения ловушек.

Для рассматриваемого кристалла при металлизированной и механически свободной границе

$y = 0$  электрические и упругие поля должны удовлетворять следующим граничным условиям

$$\varphi = 0 \text{ при } y = 0, \quad (17)$$

$$\begin{aligned} T_{22} = C_{11}^E \frac{\partial U_y}{\partial y} + C_{13}^E \frac{\partial U_z}{\partial z} + e_{31} \frac{\partial \varphi}{\partial z} = 0 \\ \text{при } y = 0, \end{aligned} \quad (18)$$

$$\begin{aligned} T_{32} = C_{44}^E \frac{\partial U_y}{\partial z} + C_{44}^E \frac{\partial U_z}{\partial y} + e_{15} \frac{\partial \varphi}{\partial y} = 0 \\ \text{при } y = 0. \end{aligned} \quad (19)$$

Применение данных граничных условий к распределениям полей (12) и (13), с учетом соотношений (14)–(16) и определяемых численно корней  $\gamma_2$  и  $\gamma_3$ , позволяет найти амплитуды парциальных составляющих упругих ( $U_{yj}$  и  $U_{zj}$ ) и электрических ( $\varphi_j$ ) полей фоторефрактивной решетки.

Электрические и упругие поля фоторефрактивной решетки благодаря фотоупругому и электрооптическому эффектам вызывают изменения тензора диэлектрической проницаемости [15]

$$\Delta \epsilon_{nm} = -\epsilon_{mi}^0 \epsilon_{nj}^0 (r_{ijk}^S E_k + p_{ijkl}^E S_{kl}), \quad (20)$$

где  $\epsilon_{ij}^0$  – компоненты тензора относительной диэлектрической проницаемости невозмущенной среды на частоте световой волны,  $r_{ijk}^S$  – электрооптические постоянные механически зажатого кристалла,  $p_{ijkl}^E$  – фотоупругие постоянные электрически “закороченного” кристалла. Изменения оптических свойств кристалла вблизи его границы, имеющие в рассматриваемом случае сложный характер, могут оказывать влияние на взаимодействие световых волн на фоторефрактивной голографической решетке.

Анализ электрических и упругих полей фоторефрактивной решетки и сопровождающих ее вариаций компонент тензора  $\Delta \epsilon_{ij}$  на частоте световой волны проводился с использованием уравнений (9)–(20) численными методами для кристалла титаната бария. В расчетах использовались следующие материальные параметры кристалла BaTiO<sub>3</sub>:  $\mu_3/\mu_2 = 1/9.2$  [16],  $N_A = 2 \times 10^{22} \text{ м}^{-3}$  [17],  $C_{11}^E = 22.2 \times 10^{10} \text{ Н/м}^2$ ,  $C_{13}^E = 11.1 \times 10^{10} \text{ Н/м}^2$ ,  $C_{44}^E = 6.1 \times 10^{10} \text{ Н/м}^2$ ,  $e_{15} = 34.2 \text{ Кл/м}^2$ ,  $e_{31} = -0.7 \text{ Кл/м}^2$ ,  $e_{33} = 6.7 \text{ Кл/м}^2$ ,  $r_{13}^S = 10.2 \times 10^{-12} \text{ м/В}$ ,  $r_{33}^S = 40.6 \times 10^{-12} \text{ м/В}$ ,  $r_{51}^S = 730 \times 10^{-12} \text{ м/В}$ ,  $\epsilon_2 = 194.8 \times 10^{-10} \text{ Ф/м}$ ,  $\epsilon_3 = 4.958 \times 10^{-10} \text{ Ф/м}$ ,  $p_{11}^E = 0.50$ ,  $p_{12}^E = 0.106$ ,  $p_{13}^E = 0.20$ ,  $p_{31}^E = 0.07$ ,  $p_{33}^E = 0.77$ ,  $n_0 = 2.412$ ,  $n_e = 2.360$  [18]. Значение контраста ин-

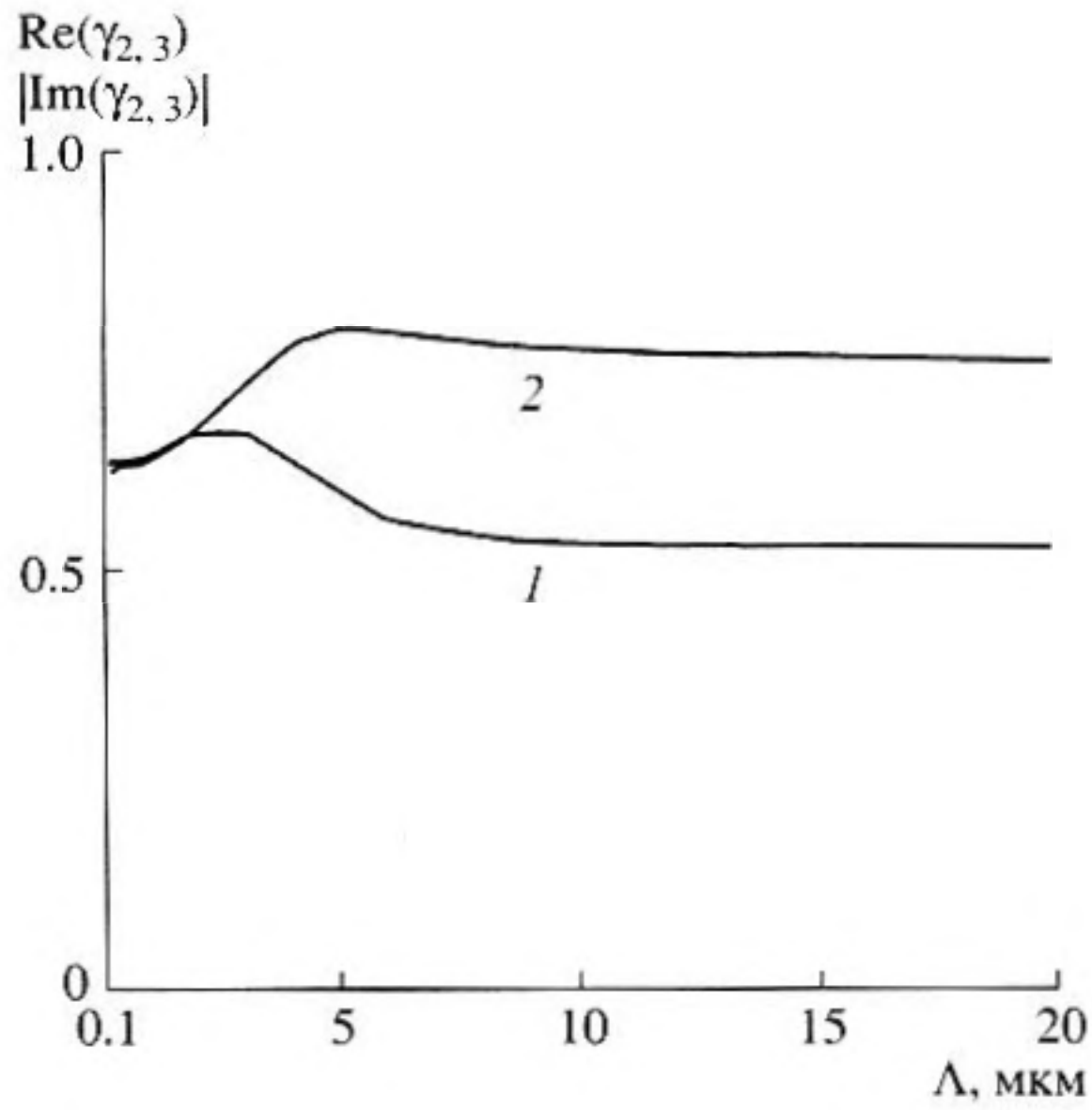


Рис. 2. Зависимость реальной (1) и мнимой (2) составляющих постоянных затухания  $\gamma_2 = \gamma_3^*$  от пространственного периода фоторефрактивной решетки.

терференционной картины принималось равным  $m = 0.001$ .

Влияние эффекта насыщения ловушек на постоянные затухания  $\gamma_2$  и  $\gamma_3$  иллюстрируется рисунком 2. Для кристалла с концентрацией компенсирующих акцепторов  $N_A = 2 \times 10^{22} \text{ м}^{-3}$  дебаевская длина экранирования вдоль полярной оси равна  $L_{sc} = 0.06 \text{ мкм}$ . Поэтому при  $\Lambda > 10 \text{ мкм}$  влияние насыщения ловушек на поле пространственного заряда решетки, определяемое отношением  $(L_{sc}/\Lambda)^2$ , пренебрежимо мало. Заметные изменения в постоянных затухания  $\gamma_2$  и  $\gamma_3$  наблюдаются только при  $\Lambda < 5 \text{ мкм}$ .

Зависимости амплитуд компонент  $E_y$  и  $E_z$  поля пространственного заряда для решеток с различными периодами от нормированной поперечной координаты  $y/\Lambda$  представлены на рис. 3. Обе составляющие монотонно изменяются в приповерхностном слое при всех пространственных периодах, причем компонента  $E_z$  увеличивается с удалением от границы, достигая объемного значения при  $y > 2\Lambda$ . Направленная по нормали к границе компонента  $E_y$  заметно отличается от нуля в приповерхностном слое толщиной  $y \sim \Lambda$ . Обе компоненты максимальны по амплитуде для пространственного периода решетки  $\Lambda \approx 0.4 \text{ мкм}$ , когда выполняется условие  $K_g L_{sc} \approx 1$  (кривые 4). Кривые 5 на рис. 3 соответствуют расчету амплитуд компонент  $E_z$  и  $E_y$  для  $\Lambda = 0.4 \text{ мкм}$  при отсутствии пьезоэффекта ( $e_{31} = e_{33} = e_{15} = 0$ ), когда зависимость потенциала от поперечной координаты определяется только постоянной затухания  $\gamma_1$ . Наиболее заметно обратное влияние поля упругих

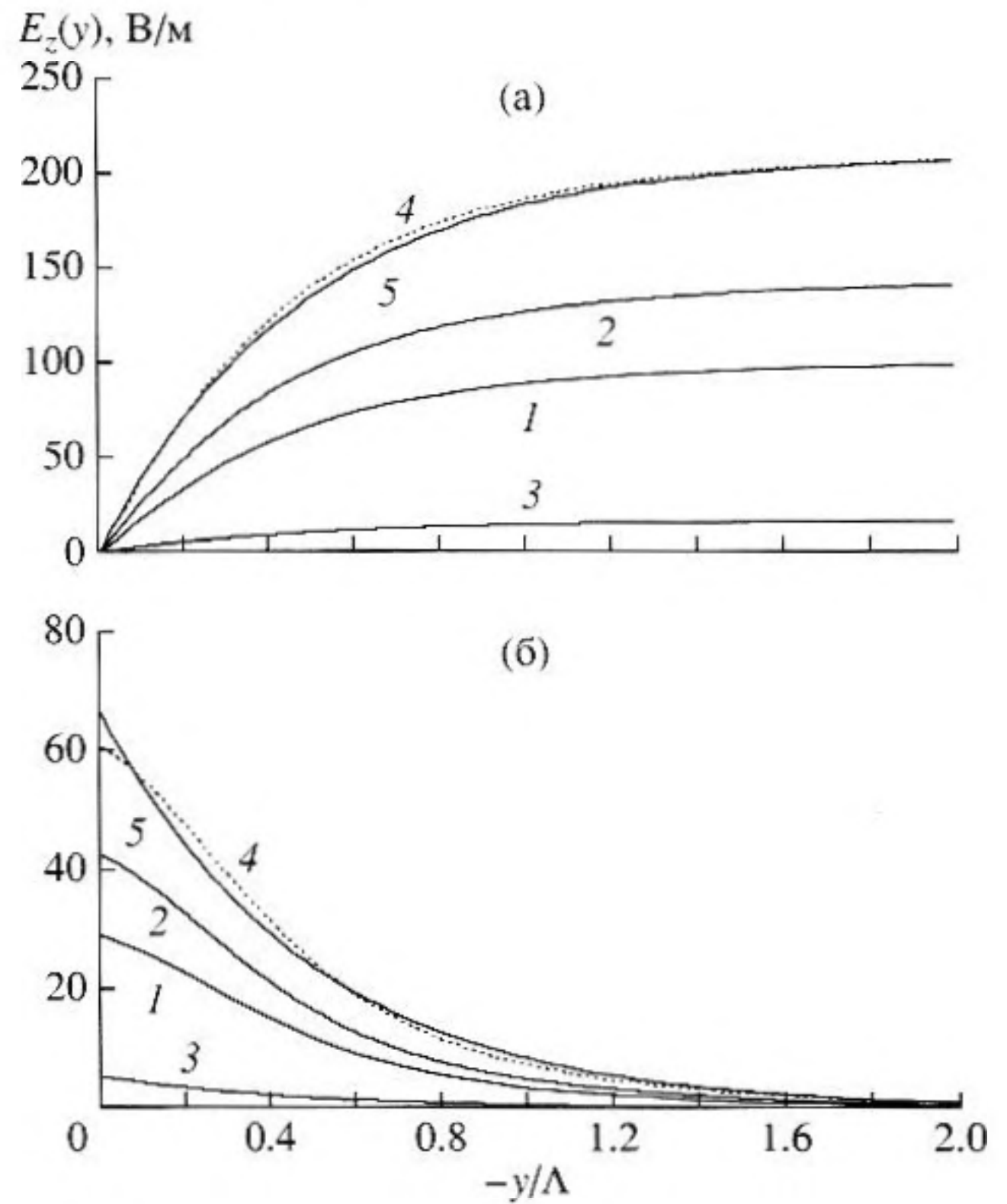


Рис. 3. Распределение амплитуд  $E_y(y)$  и  $E_z(y)$  составляющих электрического поля вблизи границы кристалла  $y = 0$  для значений периода фоторефрактивной решетки:  $\Lambda = 0.1 \text{ мкм}$  (1),  $\Lambda = 1 \text{ мкм}$  (2),  $\Lambda = 10 \text{ мкм}$  (3),  $\Lambda = 0.4 \text{ мкм}$  (4). Кривые 5 соответствуют расчету при отсутствии пьезоэффекта и  $\Lambda = 0.4 \text{ мкм}$ .

смещений на распределение индуцирующего поля пространственного заряда для компоненты  $E_y$ , когда при  $y = 0$  отличия в амплитудах при наличии и отсутствии пьезоэффекта (кривые 4 и 5 на рис. 3б соответственно) достигают  $\sim 10\%$ . Отметим, что при пространственных периодах решетки  $\Lambda < 0.2 \text{ мкм}$  и  $\Lambda > 1 \text{ мкм}$  этими отличиями можно пренебречь.

Распределение амплитуд упругих смещений вблизи границы кристалла представлены на рис. 4. Направленная вдоль вектора решетки компонента  $U_z$ , максимальная на границе кристалла, меняет знак при  $y \sim 0.1\Lambda$  и достигает своего значения в объеме для  $y > 2\Lambda$ . Нормальная к границе кристалла компонента  $U_y$  на ней имеет максимальное значение, сравнимое по величине с  $U_z$ , и монотонно затухает вглубь кристалла. Кривая 4, соответствующая пространственному периоду  $\Lambda = 2 \text{ мкм}$ , мало отличается от кривой 5 ( $\Lambda = 10 \text{ мкм}$ ). Для решеток с периодом  $\Lambda < 10 \text{ мкм}$  насыщение ловушек приводит к падению амплитуд упругих смещений  $U_y$  и  $U_z$  с уменьшением  $\Lambda$ , особенно заметному при  $\Lambda < 1 \text{ мкм}$ . При  $\Lambda = 0.1 \text{ мкм}$  эти амплитуды падают на порядок от максимальных значений, имеющих место для ре-

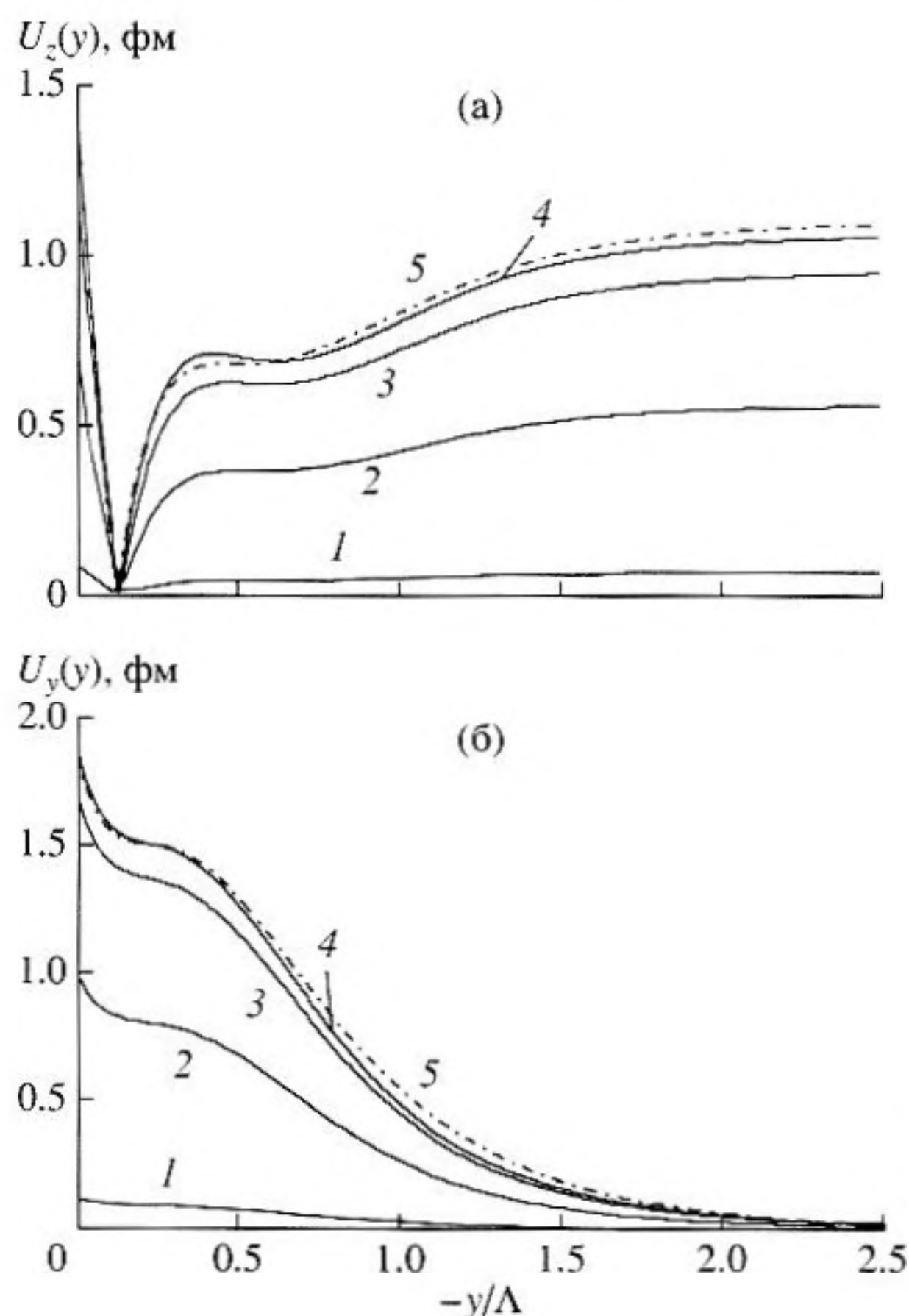


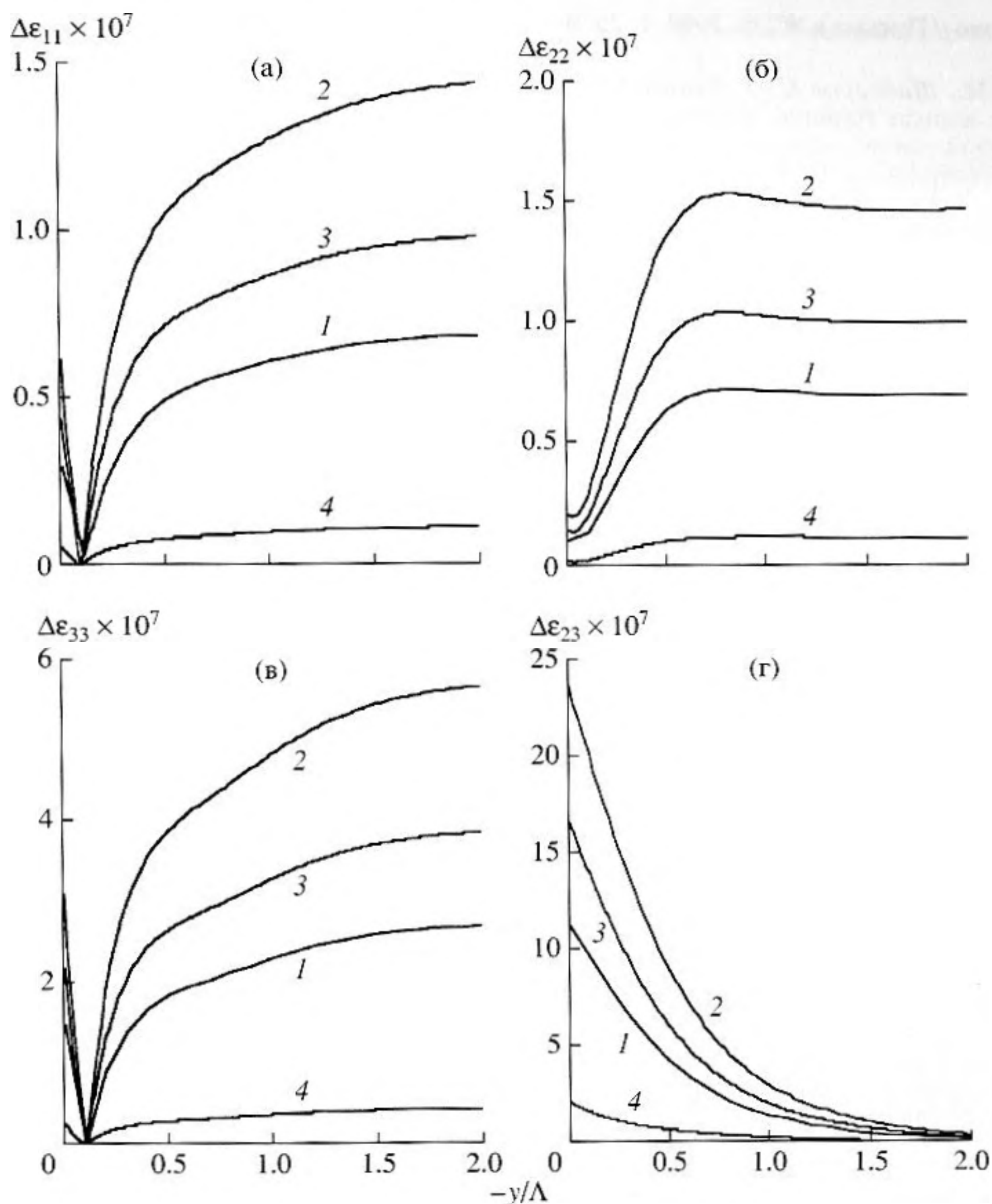
Рис. 4 Распределение амплитуд  $U_y(y)$  и  $U_z(y)$  составляющих вектора упругого смещения вблизи границы кристалла  $y = 0$  для значений периода фоторефрактивной решетки:  $\Lambda = 0.1$  мкм (1),  $\Lambda = 0.4$  мкм (2),  $\Lambda = 1$  мкм (3),  $\Lambda = 2$  мкм (4),  $\Lambda = 10$  мкм (5).

шеток с пространственными периодами, превышающими 10 мкм.

Распределение амплитуд возмущения компонент  $\Delta\epsilon_{ij}$  тензора диэлектрической проницаемости вблизи границы кристалла для решеток с различными пространственными периодами представлены на рис. 5. При  $\Lambda = 0.4$  мкм, когда выполняется условие  $K_g L_{sz} \approx 1$  (кривые 2), амплитуды всех компонент принимают максимальное значение. Из рисунка видно, что все диагональные компоненты вблизи границы кристалла имеют сильную зависимость от  $y$  и принимают значения, равные объемным, на глубине порядка  $y > 2\Lambda$ . Диагональные компоненты  $\Delta\epsilon_{11}$  и  $\Delta\epsilon_{33}$  идентичны по характеру распределения, меняют знак на глубине порядка  $0.1\Lambda$  и на границе кристалла имеют величину, приблизительно равную половине объемного значения. Диагональная компонента  $\Delta\epsilon_{22}$  имеет более плавную зависимость от  $y$ , причем при  $y = 0$  она принимает минимальное значение. Недиagonalная компонента  $\Delta\epsilon_{23}$  на границе кристалла на порядок превышает по амплитуде все диагональные компоненты, но существует только вблизи границы, при  $y < 2\Lambda$ . Отметим, что

благодаря возмущениям  $\Delta\epsilon_{23}$  вблизи границы  $Y$ -среза титаната бария возможна дифракция света на голографической решетке с изменением поляризации (например, из необыкновенной волны в обыкновенную), которая в объеме кристалла отсутствует.

Таким образом, в настоящей работе получены соотношения, позволяющие анализировать поле пространственного заряда и структуру упругих полей фоторефрактивной решетки вблизи границы кристаллов симметрии  $4mm$  и  $6mm$  в линейном приближении по контрасту интерференционной картины с учетом насыщения ловушек. Выполнены расчеты структуры упругих и электрических полей для решетки с вектором  $\mathbf{K}_g$ , направленным вдоль полярной оси в  $Y$ -срезе титаната бария с электрически закороченной и механически свободной границей. Проведенный анализ поведения амплитуд возмущений компонент тензора диэлектрической проницаемости вблизи границы кристалла показывает их сильную зависимость от поперечной координаты в приповерхностном слое. Получено, что вблизи границы присутствует ре-



**Рис. 5.** Распределение амплитуд возмущений компонент  $\Delta\epsilon_{ij}(y)$  тензора диэлектрической проницаемости в приграничной области кристалла для периодов фоторефрактивной решетки:  $\Lambda = 0.1$  мкм (1),  $\Lambda = 0.4$  мкм (2),  $\Lambda = 1$  мкм (3),  $\Lambda = 10$  мкм (4).

шетка возмущений недиагональной компоненты тензора диэлектрической проницаемости  $\Delta\epsilon_{23}$ , в объеме кристалла равная нулю.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Близнецов А.В., Петров М.П., Хоменко А.В. Фотоиндуцированная пьезоэлектрическая фазовая модуляция света кристаллами // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. В. 18. С. 1094–1098.
2. Шандаров С.М. Влияние границы фоторефрактивного пьезокристалла на структуру наведенных полей при записи голографических решеток // ЖТФ. 1986. Т. 56. В. 3. С. 583–586.
3. Шандаров С.М., Шандаров В.М. Исследование влияния границы фоторефрактивного пьезокристалла на структуру наведенных полей при записи голографических решеток // ЖТФ. 1990. Т. 60. В. 2. С. 106–112.
4. Fogarty G., Gronin-Golomb M. Surface-strain effects on photorefractive gratings // Opt. Lett. 1995. V. 20. № 22. P. 2276–2278.
5. Шандаров С.М., Буримов Н.И. Структура фоторефрактивной решетки вблизи границы кристалла симметрии  $3m$  // Известия ВУЗов. Сер. Физика. 1997. № 9. С. 75–79.
6. Stepanov S., Korneev N., Gerwens A., Buse K. Self-diffraction from free surface relief gratings in photorefractive  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$  crystal // Appl. Phys. Letts. 1998. № 8. P. 879–881.
7. Кириллов А.М., Шандаров С.М., Буримов Н.И. Фотоиндуцированная решетка поверхностного рельефа в кубическом кристалле в постоянном элек-

- трическом поле // Письма в ЖТФ. 1999. Т. 25. В. 17. С. 74–77.
8. Кириллов А.М., Шандаров С.М. Фоторефрактивная решетка вблизи границы кубического кристалла с приложенным электрическим полем // Квантовая электроника. 1999. Т. 26. № 2. С. 185–188.
  9. Kirillov A.M., Shandarov S.M. Surface effect on photorefractive grating in BaTiO<sub>3</sub> crystals // Proc. SPIE. 1999. V. 3737. P. 469–476.
  10. Пятаков П.А., Чабан А.А. Акустоэлектрические явления в фоторефрактивных кристаллах // Акуст. журн. 1998. Т. 44. № 5. С. 648–652.
  11. Деев В.Н., Пятаков П.А. Фотоакустический эффект с памятью // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 11. № 2. С. 76–80.
  12. Петров М.П., Паугурт А.П., Брыскин В.В., Петров В.М. Оптическое возбуждение поверхностных волн и фотопьезоэлектрический резонанс в фоторефрактивном кристалле // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24. № 22. С. 11–15.
  13. Gusev V.E. Analysis of laser generation of surface acoustoelectric waves in insulating piezocrystals // Electronics Lett. 1989. V. 25. № 25. P. 1746–1747.
  14. Kukhtarev N.V., Markov V.B., Odulov S.G., Soskin M.S., Vinetskii V.L. Holographic storage in electrooptic crystals // Ferroelectrics. 1979. V. 22. P. 949–964.
  15. Сиротин Ю.И., Шаскольская М.П. Основы кристаллофизики. М.: Наука, 1975. 680 с.
  16. Bernasconi P., Biaggio I., Zgonik M., Gunter P. Anisotropy of the electron and hole drift mobility in K<sub>2</sub>NbO<sub>3</sub> and BaTiO<sub>3</sub> // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 78. № 1. P. 106–109.
  17. Barry N., Damzen M.J. Two-beam coupling and response time measurements in barium titanate using high-intensity laser pulses // J. Opt. Soc. B. 1992. V. 9. № 8. P. 1017–1020.
  18. Zgonik M., Bernasconi P., Duelli M., Schlessler R., Gunter P., Garrett M.H., Rytz D., Zhu Y., Wu X. Dielectric, elastic, piezoelectric, electro-optic, and elasto-optic tensor of BaTiO<sub>3</sub> crystal // Phys. Rev. B. 1997. V. 50. № 9. P. 5941–5949.

## Distribution of Elastic and Electric Fields of a Photorefractive Grating near the Boundaries of 4mm and 6mm Crystals

K. S. Nuyaksheva, A. M. Kirillov, and S. M. Shandarov

A theoretical analysis of the surface structure of a photorefractive grating is carried out. The effect of the trap saturation on the electric and elastic fields that are formed near the crystal boundary by the diffusion mechanism of charge separation is taken into account. The perturbations of the crystal permittivity tensor at the light wave frequency are analyzed. The possibility of a diffraction of light with a change of polarization in the near-boundary region is revealed.