

01;05;06;07;08

## **Фотоиндуцированная решетка поверхностного рельефа в кубическом кристалле в постоянном электрическом поле**

© А.М. Кириллов, С.М. Шандаров, Н.И. Буримов

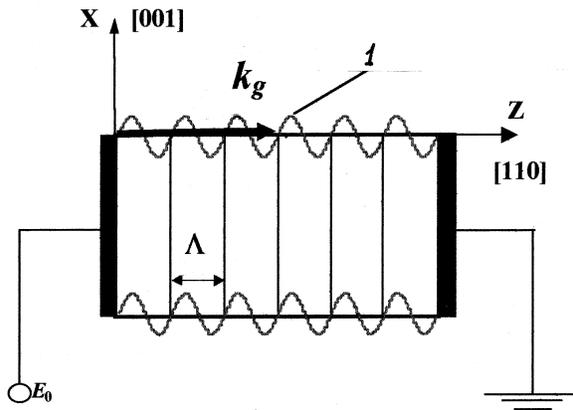
Томский государственный университет  
систем управления и радиоэлектроники

Поступило в Редакцию 21 января 1999 г.

Предложена теоретическая модель, описывающая в стационарном режиме фоторефрактивную решетку поверхностного рельефа в кубическом кристалле, помещенном во внешнее постоянное электрическое поле. На ее основе проведен расчет высоты поверхностного рельефа кристалла  $\text{Vt}_{12}\text{TiO}_{20}$  для среза (001), где взаимодействие световых пучков в объеме среды отсутствует.

Периодический рельеф, фотоиндуцированный при формировании фоторефрактивных решеток картиной интерференции двух световых волн на поверхности силленитов, помещенных в постоянное внешнее поле, экспериментально исследовался в работах [1–3]. Его присутствие связано с упругими деформациями, которые сопровождают поле пространственного заряда фоторефрактивной решетки вследствие пьезоэлектрического эффекта [4]. Теоретический анализ поверхностной структуры фоторефрактивной решетки [5–7] проводился для кристаллов, к которым внешнее поле не приложено.

В данном сообщении представлена теоретическая модель, описывающая структуру электрических и упругих полей фоторефрактивной решетки в стационарном режиме для кристаллов с приложенным постоянным полем. Мы рассматриваем фоторефрактивную решетку с вектором  $\mathbf{k}_g$ , ориентированным вдоль кристаллографической оси [110] в кубическом кристалле симметрии  $23$  и  $43m$  (см. рисунок). Она сформирована при симметричной геометрии взаимодействия световых пучков, когда биссектриса угла между ними совпадает с осью [001] образца. Электрическое поле приложено к кристаллу вдоль оси [110] и совпадает по направлению с вектором  $\mathbf{k}_g$ . Считаем, что граница



Ориентация кристаллографических осей и вектора решетки. Кристалл занимает полупространство  $x \leq 0$ .  $1$  — поверхностный рельеф.

кристалла  $x = 0$  является механически свободной, а диэлектрическая среда при  $x > 0$  имеет диэлектрическую проницаемость  $\epsilon_0$ .

Не принимая во внимание самодифракционные эффекты, распределение интенсивности света в кристалле представим в виде

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

где  $I_0$  — суммарная интенсивность сигнального и опорного пучков,  $k_g = |\mathbf{k}_g| = 2\pi/\Lambda$ ,  $m$  — глубина модуляции света и  $\Lambda$  — период интерференционной картины. В стационарном режиме и в условиях, когда можно пренебречь темновой проводимостью и эффектом насыщения ловушек, концентрация электронов в зоне проводимости линейно связана с интенсивностью света. Пользуясь для описания поля пространственного заряда его электростатическим потенциалом и уравнением непрерывности, получаем уравнение, описывающее распределение амплитуды первой пространственной гармоники потенциала  $\varphi_m(x)$  в кристалле:

$$\frac{\partial^2 \varphi_m}{\partial x^2} - k_g^2 \varphi_m = -m \left( \frac{k_B T}{e} k_g^2 + i k_g E_0 \right), \quad \text{при } x \leq 0, \quad (2)$$

где  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $T$  — абсолютная температура,  $e$  — элементарный электрический заряд,  $E_0$  — амплитуда внешнего элек-

трического поля. Используя условия непрерывности потенциала и отсутствия нормальной составляющей тока на границе  $x = 0$ , можно показать, что амплитуда поля пространственного заряда в образце в приближении заданного распределения фотоэлектронов в зоне проводимости не зависит от поперечной координаты  $x$ . Следовательно, для диэлектрической границы в стационарном режиме справедливо приближение заданной решетки электрического поля [6], распределение потенциала которого имеет в рассматриваемом случае вид

$$\varphi(z) = \frac{m}{k_g} (E_D \cos(k_g z) - E_0 \sin(k_g z)), \quad \text{при } x \leq 0, \quad (3)$$

где  $E_D = k_g k_B T / e$  — диффузионное поле.

Структуру упругих полей определим из уравнений эластостатики, которые в нашем случае с учетом симметрии тензоров модулей упругости  $\hat{C}$  и пьезоэлектрических констант  $\hat{e}$  принимают вид

$$\begin{aligned} \sqrt{2} C_{44}^E \frac{\partial^2 U_z}{\partial x^2} + \frac{1}{\sqrt{2}} (C_{11} + C_{12} + 2C_{44}^E) \frac{\partial^2 U_z}{\partial z^2} \\ + \sqrt{2} (C_{12} + C_{44}^E) \frac{\partial^2 U_x}{\partial x \partial z} = 0, \end{aligned} \quad (4)$$

$$(C_{12} + C_{44}^E) \frac{\partial^2 U_z}{\partial x \partial z} + C_{11} \frac{\partial^2 U_x}{\partial x^2} + C_{44}^E \frac{\partial^2 U_x}{\partial z^2} = -e_{14} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2}, \quad (5)$$

где  $U_x$  и  $U_z$  — нормальная и тангенциальная к границе кристалла компоненты вектора упругих смещений соответственно; и из граничных условий для тензора упругих напряжений  $\hat{T}$

$$C_{44}^E \frac{\partial U_x}{\partial z} + C_{44}^E \frac{\partial U_z}{\partial x} = -e_{14} \frac{\partial \varphi}{\partial z}, \quad \text{при } x = 0, \quad (6)$$

$$C_{11} \frac{\partial U_x}{\partial x} + C_{12} \frac{\partial U_z}{\partial z} = 0, \quad \text{при } x = 0. \quad (7)$$

Из уравнений (4)–(7) следует, что тангенциальная компонента упругого смещения  $U_z$  отсутствует, а амплитуда  $U_{xm}$  поперечной к вектору решетки компоненты постоянна во всем объеме образца, так что

$$U_x(z) = \left( -\frac{e_{14}}{C_{44}} m \right) \left[ \left( \frac{k_B T}{e} \right) \cos(k_g z) + \frac{E_0}{k_g} \sin(k_g z) \right]. \quad (8)$$

		$\phi$ , grad	$ U_x $ , m
$E_0 = 1 \text{ kV/cm}$	$\Lambda = 3 \mu\text{m}$	-118.5	$2.468 \cdot 10^{-13}$
	$\Lambda = 30 \mu\text{m}$	-93.1	$2.173 \cdot 10^{-12}$
$E_0 = 10 \text{ kV/cm}$	$\Lambda = 3 \mu\text{m}$	-93.1	$2.173 \cdot 10^{-12}$
	$\Lambda = 30 \mu\text{m}$	-90.3	$2.17 \cdot 10^{-11}$

Наличие компоненты  $U_x$  в упругом поле фоторефрактивной решетки приведет к изгибу плоскостей (001) кристалла и формированию на входной и выходной гранях образца периодического рельефа. Вклад диффузионного механизма в поверхностную решетку не зависит от ее пространственного периода и характеризуется в зависимости от знака пьезоэлектрической константы  $e_{14}$  сдвигом фаз 0 или  $\pi$  относительно интерференционной картины. Дрейфовый механизм дает вклад, пропорциональный периоду решетки, и характеризуется сдвигом фаз  $\pi/2$  или  $-\pi/2$ . Значения амплитуды поверхностного рельефа и результирующего фазового сдвига  $\phi$  в решетке, рассчитанные для кристалла  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$  при различных значениях пространственного периода  $\Lambda$  и амплитуды внешнего поля  $E_0$ , представлены в таблице для  $m = 0.1$ .

Следует отметить, что в данном срезе (001) взаимодействие световых пучков в объеме образца отсутствует [8]. Однако наличие поверхностного рельефа делает возможным наблюдение в этом случае дифракционных процессов в отражательной геометрии, исследованной в работах [2,3] для среза (110) кристаллов  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$  и  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ .

Авторы благодарят С.И. Степанова за полезные обсуждения.

## Список литературы

- [1] Близнецов А.М., Петров М.П., Хоменко А.В. // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. С. 1094–1098.
- [2] Stepanov S., Korneev N. et al. // Appl. Phys. Lett. 1998. V. 72. P. 879–881.
- [3] Петров М.П., Паугурт А.П. и др. // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24. В. 22. С. 11–16.
- [4] Шандаров С.М. // ЖТФ. 1986. Т. 56. С. 583–586.
- [5] Шандаров С.М., Шандаров В.М. // ЖТФ. 1990. Т. 60. С. 106–112.
- [6] Fogarty G., Gronin-Golomb M. // Opt. Lett. 1995. V. 20. P. 2276–2278.
- [7] Шандаров С.М., Буримов Н.И. // Изв. вузов. Физика. 1997. № 9. С. 75–79.
- [8] Петров М.П., Степанов С.И., Хоменко А.В. Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике. СПб: Наука, 1992. 317 с.