

Рис. 3. Изменение во времени тока поляризации:

1—3 — температура поляризации 270, 210, 180°С соответственно для образца 21.

Рис. 2. Зависимость диэлектрической проницаемости от напряженности электрического поля для образцов 33, 41:

1—3, 6 — различная температура образца первой группы (20, 63, 83, 173°С); 4 — снято в непрерывном режиме (цикл 100 с),  $T=50^{\circ}\text{C}$  (первая группа); 5 — то же для образца второй группы,  $T=20^{\circ}\text{C}$ .

лярность процесса связана со следующими особенностями формирования сегнетоэлектрического слоя: наличие градиента температуры и электрического поля, направленных нормально к поверхности подложки, а также образование приповерхностного слоя в результате диффузионных явлений.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Müller E. K., Nicolson B. J., Frankcombe M. H. The vapor deposition of  $\text{BaTiO}_3$  by grain evaporation method.— *Electrochem. Technology*, 1963, vol. 1, p. 158.
2. Марголин А. М., Дудкевич В. П., Зипалова В. Ф., Фесенко Е. Г. Экспериментальные признаки сегнетоэлектрического состояния тонких слоев вакуумных конденсаторов сложных окислов.— *ЖТФ*, 1978, т. 48, вып. 9, с. 1990—1992.
3. Baginsky J. L. a. o. Some peculiarities of strontium barium niobate films and their electrophysical properties.— *Ferroelectrics*, 1978, vol. 22, № 1—2, p. 783.
4. Ивлева Л. И., Кузьминов Ю. С. Получение, свойства, применение монокристаллов твердых растворов ниобата бария-стронция. (Обзор). Препринт № 93, М., изд. ФИАН, 1977, с. 18—19.
5. Glass A. M. Investigation of the electrical properties of  $\text{Sr}_{1-x}\text{Ba}_x\text{Nb}_2\text{O}_6$  with special reference to pyroelectric detection.— *J. Phys.*, 1969, vol. 40, p. 4699.

Поступило в редакцию  
19 июля 1979 г.

УДК 535.42

Т. Г. ПЕНЧЕВА, М. П. ПЕТРОВ, С. И. СТЕПАНОВ  
(Ленинград)

#### ДИФРАКЦИОННАЯ ЭФФЕКТИВНОСТЬ АНИЗОТРОПНЫХ ГОЛОГРАММ В $\text{LiNbO}_3$

Фоторефрактивные кристаллы типа  $\text{LiNbO}_3$  сравнительно давно исследуются в связи с возможностью записи в них объемных фазовых голограмм с высокой эффективностью [1]. Однако в самое последнее время был выполнен ряд экспериментов, и в частности электрическое управление условиями дифракции [2, 3], не разрушающее считывание на измененной длине волны [4], показавших возможность значительного расширения сферы практических применений рассматриваемых кристаллов. Поскольку наблюдение указанных эффектов требует существенного изменения традиционной схемы голографической записи — считывания в  $\text{LiNbO}_3$  [4], в настоящее время возникла потребность в более подробном исследовании эффек-

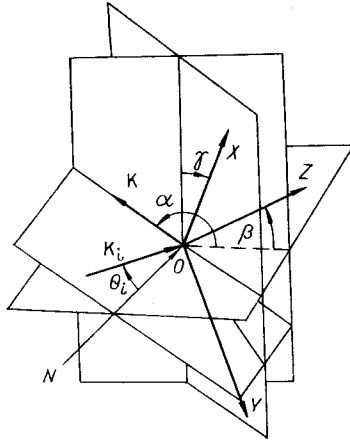


Рис. 1. Схема установки координатных осей кристалла XYZ.  $N$  — нормаль к поверхности кристалла;  $\theta_i$  — угол преломления соответствующего луча в кристалле;  $\beta$  — угол между оптической осью кристалла  $C$  и плоскостью образца;  $\gamma$  — угол между осью  $X$  и линией пересечения плоскости кристалла с плоскостью  $XOY$ ;  $\alpha$  — угол между проекцией оси  $C$  на поверхность кристалла и плоскостью падений.

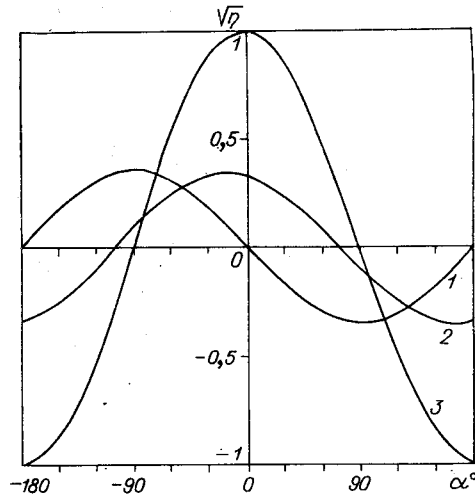


Рис. 2. Расчетные зависимости  $\sqrt{\eta}$  от угла поворота кристалла  $\alpha$  при  $\beta=0$ ;  $\gamma=-90^\circ$ ;  $\epsilon = 30$ ;  $\epsilon_{11} = 84$ ;  $r_{13} = 8,6 \cdot 10^{-10}$  см/В;  $r_{33} = -30,8 \cdot 10^{-10}$  см/В;  $r_{51} = 28 \cdot 10^{-10}$  см/В [5] для  $\text{LiNbO}_3$ :

1 — анизотропная дифракция  $\eta_a$ ; 2 — изотропная дифракция обыкновенным образом поляризованных лучей  $\eta_o$ ; 3 — изотропная дифракция необыкновенным образом поляризованных лучей  $\eta_e$ .

тивности дифракционных процессов в зависимости от геометрии проведения голографического эксперимента. Этой задаче, а именно исследованию ориентационных зависимостей эффективности различных типов дифракций в кристаллах  $\text{LiNbO}_3$ , и посвящена данная работа.

Предположим, что при записи элементарной голограммы в объеме фоторефрактивного кристалла образуется синусоидальная решетка плотности заряда

$$\delta\rho(\mathbf{r}) = \delta\rho \cos(\mathbf{K}\mathbf{r}) \quad (1)$$

с амплитудой  $\delta\rho$  и периодом  $\Lambda = 2\pi/|\mathbf{K}|$  исходной записываемой интерференционной картины. Ограничимся рассмотрением случая симметричной схемы записи голограммы, когда волновой вектор решетки  $\mathbf{K}$  параллелен поверхности образца. Амплитуда вектора электрического поля решетки  $\delta\mathcal{E}$ , соответствующего пространственному распределению заряда  $\rho(\mathbf{r})$  (1) в собственной кристаллографической системе координат кристалла (XYZ), будет иметь следующие компоненты:

$$\delta\mathcal{E} = \begin{pmatrix} \delta\mathcal{E}_x \\ \delta\mathcal{E}_y \\ \delta\mathcal{E}_z \end{pmatrix} = \frac{\delta\rho |\mathbf{K}|}{\epsilon_0} \begin{pmatrix} k_x(\alpha, \beta, \gamma) \\ \epsilon_{11} \\ k_y(\alpha, \beta, \gamma) \\ \epsilon_{22} \\ k_z(\alpha, \beta, \gamma) \\ \epsilon_{33} \end{pmatrix}; \quad (2)$$

$$\mathbf{k} = \frac{\mathbf{K}}{K} = \begin{pmatrix} k_x(\alpha, \beta, \gamma) \\ k_y(\alpha, \beta, \gamma) \\ k_z(\alpha, \beta, \gamma) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\alpha \cdot \sin\beta \cdot \sin\gamma + \sin\alpha \cdot \cos\gamma \\ -\cos\alpha \cdot \sin\beta \cdot \cos\gamma + \sin\alpha \cdot \sin\gamma \\ \cos\alpha \cdot \cos\beta \end{pmatrix},$$

где  $\epsilon_{11} = \epsilon_{22} \neq \epsilon_{33}$  — компоненты тензора статической диэлектрической проницаемости;  $\epsilon_0$  — абсолютная диэлектрическая проницаемость вакуума. Определение углов  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ , характеризующих взаимную ориентацию кристаллографических осей XYZ, волнового вектора решетки  $\mathbf{K}$  и поверхности образца, показано на рис. 1. Следует отметить, что в соответствии с (2) из-за сильной анизотропии тензора статической диэлектрической проницаемости кристалла в общем случае векторы  $\mathbf{K}$  и  $\delta\mathcal{E}$  не совпадают по направлению.

Электрическое поле решетки  $\delta\mathcal{E}(\mathbf{r})$  (2) благодаря наличию линейного электрооптического эффекта создает в кристалле синусоидальную решетку тензора диэлектрической проницаемости с амплитудой

$$\widehat{\delta\epsilon} = -(\epsilon\widehat{r}\delta\mathcal{E}\epsilon), \quad (3)$$

где  $\widehat{r}$  — тензор линейных электрооптических коэффициентов, а  $\widehat{\epsilon}$  — тензор диэлектрической проницаемости на оптических частотах. Для точечной группы  $3m$ , к которой относится  $\text{LiNbO}_3$ , тензор  $\widehat{r}$  в собственных осях кристалла имеет вид [5]

$$\begin{bmatrix} -2r_{22} & r_{51} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & r_{51} & 0 & r_{22} & -r_{22} \\ 0 & 0 & 0 & r_{33} & r_{13} & r_{13} \end{bmatrix} \quad (4)$$

и амплитуда решетки (3)

$$\widehat{\delta\epsilon} = \frac{\delta\rho |K|}{\epsilon_0} \begin{pmatrix} \left( -\frac{r_{22}}{\epsilon_{11}} k_y + \frac{r_{13}}{\epsilon_{22}} k_z \right) n_0^4 - \frac{2r_{22}n_0^4}{\epsilon_{11}} k_x & \frac{r_{51}n_0^2 n_e^2}{\epsilon_{11}} k_x \\ -\frac{2r_{22}n_0^4}{\epsilon_{11}} k_x \left( \frac{r_{22}}{\epsilon_{11}} k_y + \frac{r_{13}}{\epsilon_{22}} k_z \right) n_0^4 & \frac{r_{51}n_0^2 n_e^2}{\epsilon_{11}} k_y \\ \frac{r_{51}n_0^2 n_e^2}{\epsilon_{11}} k_x & \frac{r_{51}n_0^2 n_e^2}{\epsilon_{11}} k_y \\ \frac{r_{33}n_0^4}{\epsilon_{22}} k_z & \frac{r_{33}n_0^4}{\epsilon_{22}} k_z \end{pmatrix}, \quad (5)$$

$n_0$  и  $n_e$  — показатели преломления для обыкновенного и необыкновенного лучей.

Как показано в [6], дифракционная эффективность решетки тензора диэлектрической проницаемости в сильно анизотропном кристалле определяется следующим соотношением:

$$\eta = \sin^2 \left( \frac{\kappa d}{\sqrt{K_{n1}K_{n2}}} \right) = \sin^2 \left[ \left( \frac{\pi}{\lambda} \right)^2 \frac{\langle E_1 \widehat{\delta\epsilon} E_2 \rangle d}{\sqrt{K_{n1}K_{n2}}} \right]. \quad (6)$$

Здесь  $d$  — толщина кристалла,  $E_1$  и  $E_2$  — нормированные на 1 векторы электрического поля считающей и продифрагировавшей световых волн, поляризованных обыкновенным и необыкновенным образом, а  $K_{n1}$  и  $K_{n2}$  — проекции волновых векторов падающей и продифрагировавшей волн на нормаль к поверхности кристалла. В общем виде нормированные векторы электрического поля в обыкновенных и необыкновенных световых волнах, в пренебрежении непоперечностью, могут быть записаны следующим образом:

$$\begin{aligned} E_{oi} &= \frac{[k_i \times z_0]}{|k_i \times z_0|}, & k_i &= n \cos \Theta_i + k \sin \Theta_i, \\ E_{ei} &= [E_{oi} \times k_i]; \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь  $n$  — единичный вектор нормали к кристаллу,  $k_i$  — нормированный на единицу волновой вектор световой волны, а  $z_0$  — единичный вектор, параллельный оси  $C$  кристалла. В общем случае коэффициенты  $\kappa$ , определяющие дифракционные эффективности различных типов дифракции в (6), в принятой собственной системе координат кристалла имеют достаточно громоздкий вид. Поэтому ниже мы приведем результаты расчета для частного практически важного случая «брегговских» углов распространения световых пучков в объеме кристалла  $\theta_i$  ( $\cos \theta_i = K_{ni}/|K_i|$ ); компоненты векторов  $E_{oi}$ ,  $E_{ei}$  (7), записанные в собственной системе координат  $XYZ$ , имеют вид

$$E_{io} = \begin{pmatrix} n_y + \Theta_{io} k_y \\ -(n_x + \Theta_{io} k_x) \\ 0 \end{pmatrix}; \quad E_{ie} = \begin{pmatrix} -[n_x n_z + \Theta_{ie}(k_z n_x + k_x n_z)] \\ -[n_y n_z + \Theta_{ie}(k_z n_y + k_y n_z)] \\ n_x^2 + n_y^2 + 2\Theta_{ie}(k_x n_x + k_y n_y) \end{pmatrix}. \quad (8)$$

Используя выражение (5) для амплитуды анизотропной решетки в соответствии с соотношением (6), получаем следующие значения дифракционных эффективностей:

$$\eta_0 = \sin^2 \left[ \left( \frac{\pi}{\lambda} \right)^2 \frac{d\delta\rho}{\epsilon_0} \left\{ \frac{k_z (n_x^2 + n_y^2)}{\epsilon_{22}} r_{13} + \frac{r_{22}}{\epsilon_{11}} k_y (n_x^2 - n_y^2) + 4 \frac{r_{22}}{\epsilon_{11}} k_x n_x n_y \right\} \right] \quad (9)$$

для обычной дифракции световых волн, поляризованных обыкновенным образом (обыкновенная дифрагирует в обыкновенную);

$$\eta_e = \sin^2 \left[ \left( \frac{\pi}{\lambda} \right)^2 \frac{d\delta\rho}{\varepsilon_0} \left\{ \frac{k_z (n_x^2 + n_y^2)}{\varepsilon_{22}} \left[ r_{13} n_0^4 n_z^2 + r_{33} (n_x^2 + n_y^2) n_e^4 \right] - \frac{2r_{51} n_0^2 n_e^2}{\varepsilon_{11}} (n_x^2 + n_y^2) \times \right. \right. \\ \left. \left. \times n_z (n_x k_x + n_y k_y) + \frac{r_{22} n_0^4}{\varepsilon_{11}} n_z^2 / (k_y (n_y^2 - n_x^2) - 4k_x n_x n_y) \right\} \right] \quad (10)$$

для дифракции световых волн, поляризованных необыкновенным образом (необыкновенная дифрагирует в необыкновенную), и

$$\eta_a = \sin^2 \left[ \left( \frac{\pi}{\lambda} \right)^2 \frac{d\delta\rho}{\varepsilon_0} \left\{ \frac{r_{51} n_0^2 n_e^2}{\varepsilon_{11}} [(n_x^2 + n_y^2) (k_x n_y - k_y n_x) + 2\Theta_{ie} (n_x k_x + n_y k_y) \times \right. \right. \\ \left. \left. \times (k_y n_x - k_x n_y)] + \frac{r_{13} n_0^4 k_z n_z}{\varepsilon_{22}} (k_x n_y - k_y n_x) (\Theta_{oi} + \Theta_{ei}) + \frac{r_{22} n_0^4}{\varepsilon_{11}} [2(n_z - k_z \Theta_{ei}) \times \right. \right. \\ \left. \left. \times (n_x n_y k_y + k_y n_y^2 - k_x n_x^2) + n_z (\Theta_{oi} - \Theta_{ei}) (3k_x k_y n_y - 2k_x^2 n_x + k_y^2 n_x)] \right\} \right] \quad (11)$$

для анизотропной дифракции, сопровождающейся изменением типа поляризации продифрагировавшего света (обыкновенная дифрагирует в необыкновенную). Графики зависимостей  $\sqrt{\eta_o}$ ,  $\sqrt{\eta_e}$ ,  $\sqrt{\eta_a}$  от угла поворота образца вокруг нормали к его поверхности ( $\alpha$ ), вычисленные из (9)–(11) в приближении малых дифракционных эффективностей и  $\beta=0$ , представлены на рис. 2. Анализ соотношений (9)–(11) показывает, что при рассматриваемой геометрии эксперимента ориентационные зависимости  $\eta_e(\alpha)$ ,  $\eta_a(\alpha)$  практически не зависят от ориентации кристаллографических осей образца  $X'Y'$  относительно поверхности последнего. Существенным образом величина  $\gamma$  сказывается на ориентационной зависимости  $\eta_o(\alpha)$  и в первую очередь на значениях угла  $\alpha$ , при которых интенсивность продифрагировавшего светового пучка обыкновенной поляризации обращается в 0.

Для проверки правильности теоретического анализа нами была проведена серия экспериментов на монокристаллических образцах  $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$  (0,05 вес. % по шихте) с осью  $C$ , параллельной поверхности последнего. Запись голограмм осуществлялась по симметричной схеме поляризованными обыкновенным образом плоскими световыми пучками He-Cd-лазера ( $\lambda=0,44$  мкм), считывание — с помощью He-Ne-лазера ( $\lambda=0,63$  мкм); угол  $\theta$  при записи голограммы составлял величину порядка  $7,2^\circ$ .

Известно, что сравнительно высокая чувствительность кристаллов  $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$  связана прежде всего с эффективным однонаправленным (вдоль оси  $C$ ) переносом фотоиндуцированных электронов, обусловленным объемным фотовольтаическим эффектом [1]. Поэтому скорость записи голографической решетки зависит существенным образом от ориентации ее волнового вектора  $K$  относительно оси  $C$ . В связи с этим в рамках данной работы (целью которой является исследование собственно процессов дифракции) при проведении экспериментов основное внимание уделялось не абсолютным величинам эффективностей различных типов дифракций, а зависи-

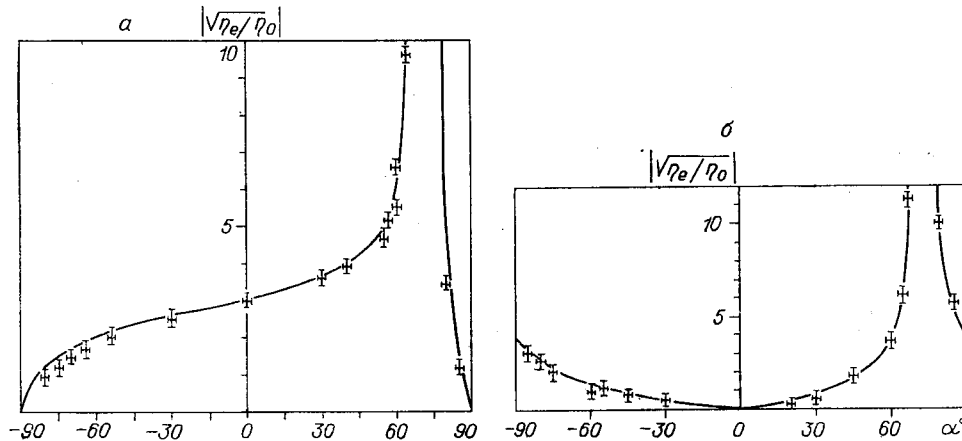


Рис. 3. Расчетные кривые и экспериментальные точки ориентационных зависимостей отношений дифракционных эффективностей от угла  $\alpha$  ( $\beta=0$ ,  $\gamma=-90^\circ$ ): а — для изотропных необыкновенным ( $\eta_e$ ) и обыкновенным ( $\eta_o$ ) образом поляризованных лучей; б — для анизотропной ( $\eta_a$ ) и изотропной ( $\eta_o$ ) дифракций обыкновенным образом поляризованных лучей.

мости их относительных величин от геометрии, при которой производился эксперимент. Последнее позволило провести достаточно строгую экспериментальную проверку полученных теоретических результатов, не проводя подробного анализа особенностей процесса формирования голограммы.

На рис. 3 представлены теоретические ориентационные зависимости отношений  $\sqrt{\eta_e/\eta_o}$  и  $\sqrt{\eta_a/\eta_o}$ , полученные из (9)–(11) для конкретных условий проведения эксперимента. Расчетные кривые находятся в хорошем соответствии с экспериментальными результатами, которые приведены на тех же рисунках. Последнее подтверждает правильность соотношения (9)–(11) для оптимизации объемных голографических элементов на основе  $\text{LiNbO}_3$ . Вместе с тем при окончательном выборе той или иной ориентации образца должна учитываться эффективность рассматриваемой схемы также и на стадии записи голограммы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Von der Linde D., Glass A. M. Photorefractive effects for reversible holographic storage of information.— *Appl. Phys.*, 1975, vol. 8, p. 85.
2. Камшилин А. А. и др. Оптическая запись информации и особенности дифракции света в фоторефрактивных кристаллах.— *Автометрия*, 1978, № 5, с. 16.
3. Yasuhima T. a. o. Electrically accessible Lippmann hologram memory.— *Appl. Opt.*, 1977, vol. 16, № 9, p. 2532.
4. Petrov M. P., Stepanov S. I., Kamshilin A. A. Light diffraction in photorefractive ferroelectrics.— *Ferroelectrics*, 1978, vol. 21, № 1/2/3/4, p. 631.
5. Кузьминов Ю. С. Ниобат и танталат лития. М., Наука, 1975.
6. Степанов С. И., Камшилин А. А., Петров М. П. Особенности голографической записи в двулучепреломляющих электрооптических кристаллах.— В кн.: Материалы IX Всесоюзной школы по голографии. Л., 1977.

*Поступило в редакцию  
13 апреля 1979 г.*