

## ОБНАРУЖЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННО-ОСЦИЛЛИРУЮЩЕГО ФОТОГАЛЬВАНИЧЕСКОГО ТОКА В КРИСТАЛЛАХ НИОБАТА ЛИТИЯ, ЛЕГИРОВАННЫХ ЖЕЛЕЗОМ

С.Г.Одулов

В экспериментах по записи динамических фазовых решеток пучками со скрещенной поляризацией в кристаллах ниобата лития, легированных железом, обнаружен новый механизм формирования объемного заряда, связанный с недиагональными компонентами тензора фотогальванического эффекта.

1. Один из механизмов фоторефракции в кристаллах сегнетоэлектриков связан с появлением стационарного тока при освещении короткозамкнутого кристалла (фотогальванический эффект) [ 1, 2 ]. Теория эффекта, развитая в работах [ 3, 4 ], связывает фотогальванический ток с напряженностью электрического поля световой волны посредством тензора третьего ранга

$$j_i^{ph} = \beta_{ijk} E_j E_k, \quad \beta_{ijk} = \beta_{ikj}^* \quad (1)$$

В первых экспериментах по записи голографических решеток в кристаллах  $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$  [ 1 ] использовались два пучка света с необыкновенной поляризацией, причем волновой вектор решетки  $\mathbf{K}$ , равный разности волновых векторов взаимодействующих пучков  $\mathbf{K} = \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2$ , был параллелен полярной оси  $C$ . При этом фотогальванический ток был направлен по оси спонтанной поляризации, а его величина изменялась в соответствии с распределением интенсивности в интерференционной картине с коэффициентом пропорциональности  $\beta_{33}$ .

Запись была получена также пучками с обыкновенной поляризацией при  $\mathbf{K} \parallel C$  (компонента  $\beta_{33}$ ) [ 5 ], а также при  $\mathbf{K} \perp C$  (компонента  $\beta_{22}$ ) [ 6 ]. Во всех этих случаях однородное освещение кристалла вызывает однородный фотогальванический ток и запись решетки связана только с наличием пространственной модуляции интенсивности света.

В настоящей работе приведены данные о записи динамической решетки в кристаллах  $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$  пучками со скрещенной поляризацией (обыкновенный и необыкновенный пучки,  $\mathbf{K} \perp C$ ). Осуществление такой записи является первым экспериментальным доказательством существования в  $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$  пространственно-осциллирующих токов, определяемых недиагональными компонентами фотогальванического тензора  $\beta_{15}$ . По эффективности записи установлено, что компонента  $\beta_{15}$  близка по порядку величины к наиболее сильной диагональной компоненте  $\beta_{33}$ .

2. При воздействии на кристалл  $\text{LiNbO}_3$  светового поля

$$E = e_o E_o \exp(ik_o r) + e_e E_e \exp(ik_e r), \quad (2)$$

( $e_o$  и  $e_e$  – орты поляризации,  $E_o$  и  $E_e$  – комплексные амплитуды обыкновенной и необыкновенной волн.), в кристалле возникает осциллирующий ток в направлении, перпендикулярном оси  $C$  [ 4 ] (рис. 1а)

$$j^{ph} = \beta_{15}^c E_o E_e \cos(\mathbf{K}\mathbf{r}) + \beta_{15}^a E_o E_e \sin(\mathbf{K}\mathbf{r}) = \\ = \sqrt{(\beta_{15}^c)^2 + (\beta_{15}^a)^2} E_o E_e \cos[\mathbf{K}\mathbf{r} - \arctg(\beta_{15}^c / \beta_{15}^a)], \quad (3)$$

состоящий из двух частей, связанных с симметричной и антисимметричной компонентами фотогальванического тензора.

Такой ток приводит к появлению стационарной решетки пространственного заряда с волновым вектором  $\mathbf{K}$ . Поле пространственного заряда  $E_{sc}$  определяет глубину модуляции показателя преломления

$$E_{sc} \cong j^{ph} / \sigma_{ph}, \quad (4)$$

где  $\sigma_{ph}$  – фотопроводимость кристалла, значительно превышающая темновую.

Возникающая решетка может быть обнаружена по дифракции одного из записываемых пучков, поляризация дифрагированного излучения при этом должна быть ортогональной по отношению к считываемому пучку (рис. 1б).

3. В эксперименте были использованы кристаллы  $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$  0,03 вес.%, X-срезы с размерами  $X : Y : Z = 10 : 10 : 3 \text{ мм}^3$ . Пучок излучения He – Cd-лазера расщеплялся при помощи двупреломляющего кристалла на два, со скрещенной поляризацией, которые затем сводились симметрично в кристалле по схеме рис. 1.

В кристалле записывалась объемная фазовая решетка. Поляризация дифрагированного излучения была ортогональна по отношению к считываемому; дифракция не наблюдалась, если плоскость поляризации считывающего пучка поворачивалась на  $90^\circ$ . Все это свидетельствует в пользу того, что наблюдаемый эффект действительно связан с перераспределением объемного заряда вследствие пространственно-осциллирующих токов.

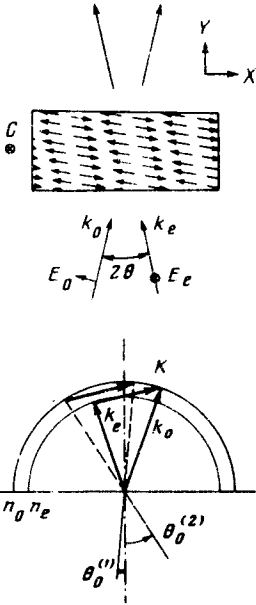


Рис. 1. Схема эксперимента (а). Стрелками в кристалле указаны направления распространения фотогальванического тока. Векторная схема рассматриваемого взаимодействия (б). Помимо анизотропной дифракции (волновые векторы показаны сплошными стрелками) в решетке возможна изотропная брэгговская дифракция (волновые векторы показаны пунктиром)

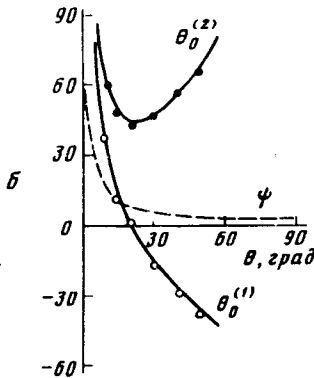


Рис. 2. Зависимости углов изотропной брэгговской дифракции  $\theta_0^{(1,2)}$  и угла наклона волнового вектора решетки по отношению к торцам кристалла  $\psi$  от половинного угла схождения записывающих пучков  $\theta$

Эффективность записываемых решеток была достаточно мала по сравнению с таковой в случае записи пучками с одинаковой поляризацией. В связи с этим необходимо убедиться в том, что эффект не связан с анизотропной дифракцией [ 6 ] на слабой решетке, записанной пучками с одинаковой поляризацией (вследствие деполяризации на элементах схемы и неточности ориентации кристалла).

Проверочным экспериментом может быть обнаружение обычной изотропной дифракции (без поворота поляризации) на решетке, записанной пучками с ортогональной поляризацией при специальном выборе углов падения считывающего пучка. Волновой вектор решетки, записываемой в симметричной схеме, оказывается наклоненным по отношению к поверхности кристалла на угол

$$\psi = \frac{1}{2} \left[ \sqrt{(n_0 / \sin \theta)^2 - 1} - \sqrt{(n_e / \sin \theta)^2 - 1} \right]. \quad (5)$$

При этом в определенном интервале углов записи возможно выполнение условий обычной брэгговской дифракции для обыкновенных волн под углами  $\theta_0^{(1,2)}$  (см. рис. 1, б)

$$\theta_0^{(1,2)} = \arcsin \left\{ n_0 \sin \left[ \arcsin \frac{|K| \lambda}{4\pi n_0} \pm \psi \right] \right\}. \quad (6)$$

На рис. 2 показаны расчетные зависимости  $\psi$  и  $\theta_0^{(1,2)}$  от половинного угла схождения записывающих пучков  $\theta$  и экспериментальные точки, соответствующие углам дифракции обыкновенной волны. Хорошее согласие с расчетом подтверждает вывод о том, что в нашем экс-

перименте запись решетки действительно определяется недиагональной компонентой фотогальванического тензора  $\beta_{15}$ .

3. Дифракционная эффективность динамической решетки на начальном этапе записи задается выражением

$$\eta = \frac{I_g}{I_0} \approx \left( \frac{\pi z n^3 r E_{sc} t}{\lambda \cos \theta \tau} \right)^2, \quad (7)$$

где  $I_0$  и  $I_g$  — интенсивности считывающего и дифрагированного излучения,  $\tau$  — время максвелловской релаксации заряда. В случае традиционной записи в выражение (7) входят  $r_{33} = 3,08 \cdot 10^9$  см/В и  $E_{sc} = \beta_{33} I_3 / \sigma_{ph}$ , в рассматриваемом в данной работе случае  $r_{51} = 0,28 \cdot 10^9$  см/В и  $E_{sc} = \sqrt{(\beta_{15}^c)^2 + (\beta_{15}^a)^2} \sqrt{I_0 I_e} / \sigma_{ph}$ . Таким образом, измеряя интенсивность дифрагированного излучения при идентичных условиях записи и считывания, можно найти

$$\left( \sqrt{(\beta_{15}^c)^2 + (\beta_{15}^a)^2} / \beta_{33} \right) \approx (r_{33} / r_{51}) (I_g^\perp / I_g^\parallel)^{1/2} \quad (8)$$

При фиксированной длительности экспозиции порядка нескольких секунд ( $t \ll \tau$ ) интенсивность дифрагированного излучения в схеме по рис. 1 составляла  $2 \cdot 10^{-3}$  от таковой для обычной записи. Отсюда следует, что  $\sqrt{(\beta_{15}^c)^2 + (\beta_{15}^a)^2} \approx 0,25 \beta_{33}^{1)}$ .

Из измерений дифракционной эффективности невозможно раздельное определение мнимой  $\beta_{15}^a$  и действительной  $\beta_{15}^c$  компонент<sup>2)</sup>. Информация о мнимой компоненте может быть, в принципе, получена по измерению энергообмена между записывающими пучками [ 7 ]. В условиях нашего эксперимента суммарная дифракционная эффективность была слишком мала, чтобы наблюдать энергообмен. Возможно это удастся сделать в дальнейшем при использовании кристаллов большей толщины.

Резюмируя можно заключить, что в кристаллах ниобата лития с примесью железа при воздействии пучками со скрещенной поляризацией возбуждается осциллирующий в пространстве фотогальванический ток с амплитудой такого же порядка как и известный скалярный фотогальванический ток [ 1 ].

Автор благодарен Б.И.Стурману, К.Г.Белабаеву и В.В.Обуховскому, обсуждения с которыми стимулировали постановку данной работы.

#### Литература

1. Glass A.M., Von der Linde D., Negran T.J. Appl. Phys. Lett., 1974, 25, 233.
2. Glass A.M., Von der Linde D., Negran T.J. J. of Electron. Mat., 1975, 4, 915.
3. Белиничер В.И., Малиновский В.К., Стурман Б.И. ЖЭТФ, 1977, 73, 692.
4. Белиничер В.И., Стурман Б.И. УФН, 1980, 130, 415.
5. Петров М.П., Пикалев А.С., Степанов С.И., Камшилин А.А. Известия АН СССР, сер. физ., 1977, 41, 798.
6. Степанов С.И., Петров М.П., Камшилин А.А. Письма в ЖТФ, 1977, 3, 849.
7. Стурман Б.И. Квантовая электроника. 1980, 7, 483.
8. Фридкин В.М., Магомадов Р.М. Письма в ЖЭТФ, 1979, 30, 723.

Институт физики  
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию  
31 октября 1981 г.

1) В эксперименте запись проводилась пучками ограниченных размеров и в кристалле возникали нелинейные искажения, известные как "оптическое повреждение". В связи с этим приведенная цифра может приниматься только как оценка с точностью до порядка величины.

2) Метод примененный в работе [ 8 ] для оценки  $\beta_{15}^c$  дает неверный результат, поскольку в нем не учтено изменение состояния поляризации светового пучка при его распространении вглубь кристалла.