

05.2;07

© 1991

ПОЛЯРИЗАЦИОННОЕ ОБРАЩЕНИЕ ВОЛНОВОГО ФРОНТА
В ФОТОРЕФРАКТИВНЫХ КРИСТАЛЛАХА.В. Воляр, Н.В. Кухтарев,
С.Н. Лапаева, С.Г. Одуров

Для многих узлов оптоэлектронных схем и линий с параллельной передачей информации через оптические волокна актуальной является задача о полном восстановлении поляризации при обращении волнового фронта (ОВФ) [1, 2]. Предложения по поляризационному ОВФ носят в основном теоретический характер [3, 4], не касающийся непосредственного использования этого явления в эксперименте. На практике поляризационное ОВФ достигалось либо применением дополнительных элементов [5], либо введением дополнительных опорных волн [6].

1. Целью данного сообщения явилось теоретико-экспериментальное описание простой схемы восстановления поляризации при записи голографических решеток на фоторефрактивных кристаллах.

Амплитуда волн в оптической схеме рис. 1 определяется из уравнений [7]:

$$(\vec{k}_s \nabla) \vec{C}_s = -\frac{ik_0^2}{2} \langle \delta \vec{D} e^{-i\vec{r}_s} \rangle_{t,r}, \quad (1)$$

где $\langle \rangle_{t,r}$ - усреднение по времени и пространству, $\vec{r}_s = \omega_s t - \vec{k}_s \vec{r}$, $\delta \vec{D} = \delta \hat{\epsilon} \vec{E}$ ($s = 1, 2, 3, 4$). Волновые вектора \vec{k}_s характеризуют двулучепреломление кристалла. Напряженность электрического

поля света определяется суперпозицией волн $\vec{E} = \sum_{s=1}^4 \vec{C}_s e^{i\vec{r}_s} + \text{к.с.}$,

а изменение тензора диэлектрической проницаемости - линейным электрооптическим эффектом: $\delta \epsilon_{ij} = -[\hat{E}(\hat{r} \vec{E})\hat{E}]_{ij}$, \hat{r} - электрооптический тензор, \vec{E} - фотоиндуцированное поле в кристалле, $\hat{\epsilon}$ - тензор диэлектрической проницаемости неосвещенного кристалла.

Считаем, что ось \hat{z} направлена по оси кристалла \vec{C} . Фотоиндуцированное поле \vec{E} определяется уравнениями непрерывности и Пуассона:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \text{div} \vec{j}; \quad \text{div} (\hat{\epsilon} \vec{E}) = 4\pi \rho. \quad (2)$$

Поскольку в дальнейшем доминирующую роль в процессах ОВФ будет выполнять фотогальванический ток [8, 9], запишем его в виде

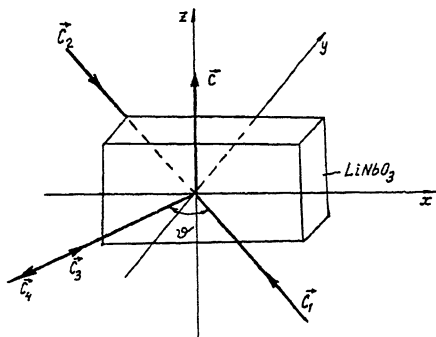


Рис. 1. Схема записи и воспроизведения векторного поля \vec{C}_3 для полного поляризационного ОВФ при четырехпучковом смещении (θ — угол схождения предметного \vec{C}_3 и опорного \vec{C}_1 векторных полей).

$$\vec{j}_s = \beta_{sjk} \vec{E}_j \vec{E}_k. \quad (3)$$

Решая уравнения (1)–(3) совместно для кристаллов симметрии $3m$ с учетом геометрии схемы эксперимента (рис. 1) и считая, что при малых углах схождения пучков диффузное поле мало, в итоге приходим к матричному соотношению:

$$\begin{pmatrix} C_{4x} \\ C_{4z} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -i Q_{1x} f_{1x} C_{1z} C_{2z} & 0 \\ 0 & -iy [Q_{2x} f_{2x} C_{1x} C_{2x} + Q_{3z} f_{3z} C_{1z} C_{2z}] \end{pmatrix} \begin{pmatrix} C_{3x}^* \\ C_{3z}^* \end{pmatrix}, \quad (4)$$

где

$$Q_{1x} = \frac{2\pi}{k_{11}y} (n_o n_e)^2 r_{s1} t \beta; \quad Q_{2x} = Q_{1x} \left(\frac{n_o}{n_e} \right);$$

$$Q_{3z} \approx \frac{2\pi}{k_{11}y} n_e^4 r_{33} \beta_{33}; \quad \vec{q}_1 = \vec{k}_{30} - \vec{k}_{1e},$$

$$\vec{q}_2 = \vec{k}_{10} - \vec{k}_{1e}, \quad \vec{q}_3 = \vec{k}_{30} - \vec{k}_{10}; \quad f_{sx} = \frac{q_{sx}^2}{\omega_s},$$

$$f_{3z} = \frac{q_{3z}^2}{\omega_s} \quad (s=1; 2); \quad t - \text{время.}$$

Для того, чтобы матрица (4) стала единичной (т.е. для полного поляризационного ОВФ), необходимо выполнение условия

$$Q_{1x} r_{1x} C_{1z} C_{2z} = Q_{2x} r_{2x} C_{1x} C_{2x} + Q_{3z} C_{1z} C_{2z}. \quad (5)$$

Для симметричного схождения волн условие полного обращения записывается как

$$\alpha_1 \alpha_2 = \frac{n_e}{n_0} A, \quad \psi = \psi_1 + \psi_2, \quad (6)$$

$$\frac{C_{1x}}{C_{1z}} = \alpha_1 e^{i\psi_1}, \quad \frac{C_{2x}}{C_{2z}} = \alpha_2 e^{i\psi_2},$$

где

$$A = \left\{ \left(\frac{\beta_s - \beta_\alpha - R\beta_s}{\beta_s^2 + \beta_\alpha^2} \right)^2 + \left(\frac{\beta_\alpha(2\beta_s - R)}{\beta_s^2 + \beta_\alpha^2} \right)^2 \right\}^{1/2},$$

$$R = \beta_{33} \frac{n_e}{n_0} \frac{r_{33}}{r_{31}} \frac{q_z^2}{q_x^2}, \quad \operatorname{tg} \psi = \frac{\beta_\alpha(2\beta_s - R)}{\beta_s^2 - \beta_\alpha^2 - R\beta_s},$$

β_s и β_α - симметричная и антисимметричная часть фотогальванизированного тензора [8].

2. Пусть вектор решетки направлен вдоль оси \hat{x} . Тогда $q_z = 0$

и $A=1$, $\operatorname{tg} \psi = \frac{2\beta_s \beta_\alpha}{\beta_s^2 - \beta_\alpha^2}$.

а) Для кристалла $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$, $\beta_\alpha \gg \beta_s$ [9] и

$$\alpha_1 \alpha_2 = 1, \quad \psi_1 + \psi_2 = \pi. \quad (7)$$

Это условие реализуется, когда волны накачки линейно поляризованы под 45° и -45° к оси \vec{C} (ось \vec{C} перпендикулярна плоскости схождения пучков). Вторая возможность реализации этой схемы: волны C_1 и C_2 циркулярно ортогонально поляризованы.

б) Для кристалла $\text{LiNbO}_3 : \text{Cu}$, $\beta_s > \beta_\alpha$ [9], тогда $\psi = 0$. Условия $\alpha_1 \alpha_2 = 1$ и $\psi_1 + \psi_2 = 0$ (8) означают, что волны накачки должны либо быть одинаково линейно поляризованы под 45° к оси C , либо одинаково циркулярно поляризованы.

3. Экспериментально использовались кристаллы $\text{LiNbO}_3 : 0.05\text{Fe}$ и $\text{LiNbO}_3 : 0.03\text{Cu}$. Кристаллы закреплялись на столике Федорова с ориентацией оси C перпендикулярно плоскости схождения пучков. Угол схождения пучков составлял 17° . Время записи для кристаллов, легированных Fe , $t = 4$ мин, а для кристаллов, легированных Cu , 12-15 мин. Дифракционная эффективность ОВФ составляла 4-5%. Исследовались схемы, разобранные выше в (7) и (8). Ориентация линейно поляризованного предметного пучка изменялась через каждые 5° в интервале $(0, 2\pi)$. Результаты

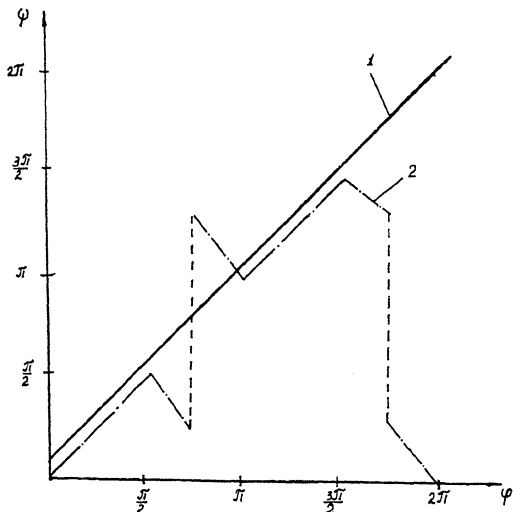


Рис. 2. Зависимость угла ориентации ψ вектора \vec{C}_4 ОВФ волны от угла ориентации φ линейной поляризации предметной волны C_1 (для наглядности кривая 1 ($\psi = \varphi$) немного параллельно смещена относительно начала координат).

эксперимента представлены на рис. 2 кривой 1, отражающей линейную зависимость между падающей и обращенной волной. Интенсивности обращенных волн для различных углов φ были постоянны в пределах ошибки эксперимента ($\sim 10\%$). Нарушение условий (7) и (8) вызывает неполное поляризационное ОВФ (рис. 2, кривая 2). Эта кривая получена для кристалла $LiNbO_3 : Fe$ в той же геометрии, но пучки накачки ориентированы под $+45^\circ$ и $+45^\circ$ к оси \vec{C} (секторные соотношения).

Таким образом, на основании выполненных расчетов и экспериментов можно заключить, что фотогальванический ток вносит вклад как в анизотропную, так и в изотропную дифракцию, а диффузионный ток — только в изотропную дифракцию. Это означает, что возможно полное поляризационное ОВФ при четырехлучковом взаимодействии только при фотогальваническом механизме записи голограммы.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] З е л ь д о в и ч Б.Я., П и л и н е ц к и й Н.Ф., Ш к у н о в В.В. Обращение волнового фронта. М.: Наука, 1985.
- [2] Я р и в А., Ю х П. Оптические волны в кристаллах. М.: Наука, 1988. 248 с.

- [3] Новиков А.Д., Одулов С.Г., Соскин Н.С. Сб. Фотоанизотропные и фотогиротропные явления в конденсированных средах и поляризационная голография. Тбилиси: Мицнереба, 1987. С. 107-113.
- [4] Сердюк В.М. Сб. Обращение волнового фронта лазерного излучения в нелинейных средах. Минск: ИФАН БССР, 1987. С. 127-130.
- [5] M s M i c h a e l I., Y e n P. // Opt. Lett. 1987. V. 12. P. 507-510.
- [6] Волков И.С., Воляр А.В., Кухтарев Н.В., Савченко В.Н. // Оптика и спектроскопия. 1988. Т. 64. В. 4. С. 927-930.
- [7] K u k h t a r e v N.V. // Topics in Applied Physics. 1988. V. 61. P. 99-129.
- [8] Велиниченко В.И., Струман В.И. // УФН. Т. 130. В. 3. С. 415-458.
- [9] O d o u l o v S.G. // Ferroelectrics. 1989. V. 91. P. 213-225.

Поступило в Редакцию
22 мая 1991 г.