

ЛИТЕРАТУРА

1. Heinz R. A., Artman I. O., Lee S. M. Matrix Multiplication by Optical Methods.— Appl. Opt., 1970, N 9.
2. Jablonowski D. P., Heinz R. A., Artman I. O. Matrix Multiplication by Optical Methods. Experimental Verification.— Appl. Opt., 1972, vol. 11, N 1.
3. Нежевенко Е. С., Твердохлеб П. Е. Умножение матриц оптическим методом.— Автометрия, 1972, № 6.
4. Кривенков Б. З., Михляев С. В., Твердохлеб П. Е., Чугуй Ю. В. Некогерентная оптическая система для выполнения матричных преобразований.— Автометрия, 1975, № 3.
5. Иванова Г. К., Новохацкая М. В., Орлов Е. Ф., Ольхов М. В. Исследование корреляционной матрицы скользящих спектрограмм речевого сигнала.— Труды АРСО-УИ, Новосибирск, 1973.
6. Рамшвили Г. С. Опыт автоматического узнавания личности говорящего.— В кн.: Сообщения АН Грузинской ССР. Тбилиси: Мецниереба, 1964, XXXVI, № 2, с. 279.
7. Bricker P. D. et al. Statistical Techniques for Talker Identification.— Bell System Techn. J., 1971, vol. 50, N 4, p. 1427.
8. Вентцель Е. С. Элементы динамического программирования.— М.: Наука, 1964.
9. Зверев В. А., Орлов Е. Ф. Оптические анализаторы.— М.: Сов. радио, 1971.

*Поступила в редакцию 30 ноября 1980 г.;
окончательный вариант — 11 декабря 1982 г.*

УДК 535.44 : 215.6

Н. Д. ХАТЬКОВ, С. М. ШАНДАРОВ

(Томск)

АНИЗОТРОПИЯ ЗАПИСИ ШУМОВЫХ ГОЛОГРАММ В ФОТОРЕФРАКТИВНОМ КРИСТАЛЛЕ $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$

В настоящее время основным механизмом фоторефракции в кристаллах $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$ считается наведение стационарного электрического поля, вследствие фотовольтаического эффекта [1—3]. Фотовольтаический ток возникает при освещении кристалла, а его связь с полем световой волны задается фотовольтаическим тензором третьего ранга [2]. При неравномерной засветке кристалла, например, картиной интерференции двух световых волн носители заряда дрейфуют в освещенных областях и захватываются на ловушки в неосвещенных. Образующееся при этом распределение стационарного электрического поля играет роль голограммы и может сохраняться длительное время.

Обычно в кристаллах $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$ исследуется запись голограмм, у которых составляющие пространственного спектра образуют малые углы с полярной осью Z [1]. В то же время симметрия кристалла разрешает протекание фотовольтаического тока, ответственного за запись, и в других направлениях [2, 3]. Анизотропия фоторефрактивного эффекта может проявляться, например, при формировании шумовых голограмм [4, 5]. Эти голограммы записываются в кристалле, по-видимому, из-за интерференции опорной волны с волнами, рассеянными в большом телесном угле на оптических неоднородностях.

Нами исследована анизотропия записи шумовых голограмм при распространении лазерного излучения с длиной волны $\lambda = 0,63$ мкм вдоль кристаллофизической оси X кристалла $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$ (0,02 вес. %). В направлении X длина l кристалла составляла 6 мм, коэффициент поглощения света α равнялся 6 м^{-1} .

Скорость записи шумовой картины существенно зависела от интенсивности и поляризации света. Это иллюстрируется рис. 1, изображающим зависимости суммарной мощности ΔP шумовых дифракционных максимумов от времени записи t. Величина ΔP определялась по уменьшению мощности P_0 прошедшего через кристалл опорного светового пучка в течение эксперимента ($\Delta P(t) = P_0(0) - P_0(t)$). При этом предпо-

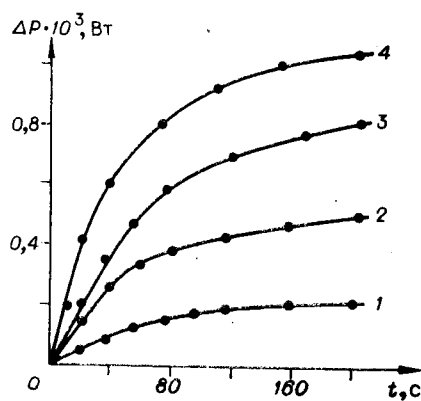


Рис. 1. Зависимости мощности света в шумовых дифракционных максимумах от времени записи:

J_m (кВт/м²): 1, 2 — 3,6; 3 — 6,8; 4 — 6,3. Мощность опорной волны P_m (мВт): 1, 2 — 0,7; 3 — 1,2; 4 — 1,3. Поляризация света: 1, 3 — обыкновенная; 2, 4 — необыкновенная.

лагалось, что вся эта мощность перекачивается в шумовые картины.

Как следует из сравнения кривых, показанных на рис. 1, скорость записи шумов для обыкновенной поляризации света примерно в 2 раза меньше,

чем для необыкновенно поляризованной волны. Другим проявлением анизотропии записи в $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ является характерный вид «шумовых» дифракционных картин в дальней зоне (рис. 2). Во всех исследованных нами случаях дифракционные картины в дальней зоне представляют набор дифракционных максимумов, имеющих ту же поляризацию, что и опорная волна, и хаотично распределенных в пределах областей, вытянутых в направлениях, близких к оси Z кристалла. Однако для опорной волны с обыкновенной поляризацией ось вытянутой области наклонена к оси Z на угол $\sim 10^\circ$ (см. рис. 2, а), а при необыкновенно поляризованном свете она направлена вдоль Z (см. рис. 2, б).

Отметим, что формирование шумовых голограмм излучением с длиной волны $\lambda = 0,44$ мкм, распространяющимся вдоль кристаллофизической оси X кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$, ранее исследовалось экспериментально [5]. В этом случае вид «шумовых» дифракционных картин существенно зависит от времени записи. При малых выдержках ($t = 1$ с) наблюдались картины оптического искажения, аналогичные приведенным на рис. 2. Для $t = 40$ с при наличии в записывающем пучке обыкновенно поляризованной составляющей области локализации «шумовых» дифракционных максимумов были вытянуты перпендикулярно полярной оси Z , а поляризация света в дифракционной картине отличалась от поляризации считываемой волны.

Наблюдаемые экспериментально нами и авторами [5] проявления анизотропии записи шумов могут быть объяснены анизотропией фотovoltaического и электрооптического эффектов. Для выяснения закономерностей этого явления рассмотрим задачу записи решетки интенсивности световых волн с вектором решетки \vec{k}_p , лежащим в плоскости YZ фоторефрактивного кристалла симметрии $3m$:

$$J(y, z) = J_m [1 + m \cos(yk_p \sin \gamma + zk_p \cos \gamma)], \quad (1)$$

где J_m — суммарная интенсивность интерферирующих волн, m — коэффициент модуляции интенсивности, $k_p = 2\pi/\Lambda$ — модуль вектора \vec{k}_p , Λ — период решетки, γ — угол между \vec{k}_p и осью Z . В (1) мы не учли поглощения света в кристалле, считая, что $\alpha l \ll 1$.

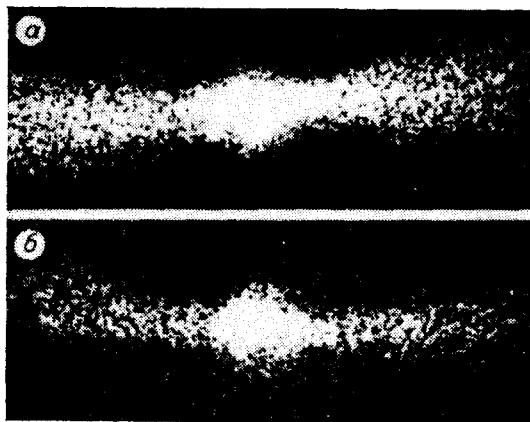


Рис. 2. Шумовые дифракционные картины в дальней зоне при распространении света вдоль оси X $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$:

а — обыкновенная поляризация света, б — необыкновенная. Ось Z кристалла расположена горизонтально.

Распределение $J(y, z)$ приводит к изменению показателя преломления кристалла $\Delta n(y, z, t)$ вследствие фоторефрактивного эффекта. В примесных кристаллах $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ основной вклад в $\Delta n(y, z, t)$ обусловлен фотовольтаическим эффектом [6, 7], поэтому диффузионный ток можно не учитывать. При малых дифракционных эффективностях η записываемой голограммы [8] можно пренебречь обратным влиянием решетки на записывающие пучки.

Используя уравнение непрерывности, найдем распределение напряженности поля \bar{E} в разомкнутом кристалле:

$$\bar{E}(y, z, t) = \bar{E}_m \left\{ \left[I_0 \left(\frac{mt}{\tau_0} \right) \exp(-t/\tau_0) - 1 \right] + \right. \\ \left. + 2 \left[\sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n I_n \left(\frac{mt}{\tau_0} \right) \cos(nk_p(y \sin \gamma + z \cos \gamma)) \right] \exp(-t/\tau_0) \right\}. \quad (2)$$

Здесь $\bar{E}_m = [(hck')/(e\mu'\tau\lambda)](\bar{y}_0 \sin \gamma + \bar{z}_0 \cos \gamma)$; $\tau_0 = (hce')/(e\mu'\tau\lambda\alpha J_m)$; $I_n(x)$ — модифицированная функция Бесселя n -го порядка; τ — время жизни неравновесных, носителей заряда; $\mu' = \mu_1 \sin^2 \gamma + \mu_3 \cos^2 \gamma$; $\epsilon' = \epsilon_1 \sin^2 \gamma + \epsilon_3 \cos^2 \gamma$; $k' = k_{31} \cos \gamma + k_{22} \sin \gamma$ — в случае волн с обыкновенной поляризацией; $k' = k_{33} \cos \gamma$ — в случае волн с необыкновенной поляризацией; μ_i и ϵ_i — компоненты тензоров подвижности носителей заряда $\hat{\mu}$ и диэлектрической проницаемости $\hat{\epsilon}$ соответственно; k_{im} — компоненты фотовольтаического тензора \hat{k} [2, 3]. При выводе (2) нами учтена симметрия тензоров $\hat{\epsilon}$, $\hat{\mu}$, \hat{k} , темновая проводимость кристалла по сравнению с фотопроводимостью не учитывалась и интерферирующие волны считались поляризованными вдоль Y или Z . Последнее приближение справедливо при малых углах между интерферирующими пучками. Вследствие электрооптического эффекта распределение поля $\bar{E}(y, z, t)$ в кристалле приведет к пространственным изменениям его показателя преломления, которые могут быть восстановлены по дифракции опорного светового пучка.

Как следует из (2), $\bar{E}(y, z, t)$ представляет собой набор решеток — пространственных гармоник — и имеет постоянную составляющую. Основной вклад в дифракцию, однако, будет давать первая пространственная гармоника с амплитудой \bar{E}_1 :

$$\bar{E}_1(t) = -2[(hck')/(e\mu'\tau\lambda)](\bar{y}_0 \sin \gamma + \bar{z}_0 \cos \gamma) I_1(mt/\tau_0) \exp(-t/\tau_0). \quad (3)$$

В частном случае, когда $\gamma = 0$, (3) совпадает с выражением, полученным в [8]. Величина поля в кристалле и скорость его нарастания в соответствии с (3) определяются как углом γ , так и поляризацией световых волн. При $(t/\tau_0) \ll 1$ из (3) с учетом выражения для τ_0 найдем

$$\bar{E}_1 = -[(mk'\alpha J_m)/\epsilon'](\bar{y}_0 \sin \gamma + \bar{z}_0 \cos \gamma)t. \quad (4)$$

Проанализируем выражение (4). При записи необыкновенно поляризованных волн максимальная напряженность поля наблюдается для решетки с $\gamma = 0$. Если голограмма имеет \bar{k}_p , параллельный оси Y , то она записываться не будет ($\bar{E}_1 = 0$). Именно такая картина показана на рис. 2, а.

Для волн с обыкновенной поляризацией при $\gamma = 0$ $E_1 \sim k_{31}/\epsilon_3$, а при $\gamma = 90^\circ$ $E_1 \sim k_{22}/\epsilon_1$. Используя значения компонент фотовольтаического тензора $k_{31} = 1,4 \cdot 10^{-11}$, $k_{33} = 1,5 \cdot 10^{-11}$, $k_{22} = 0,5 \cdot 10^{-11}$ А · м/Вт из работы [3] и значения $\epsilon_1 = 4,12 \cdot 10^{-10}$, $\epsilon_3 = 2,42 \cdot 10^{-10}$ Ф/м из [9], видим, что максимальные значения напряженности поля наблюдаются при углах, близких к нулю. При $\gamma = 90^\circ$ поле в кристалле гораздо слабее, но отлично от нуля. Поэтому область локализации шумовых дифракционных максимумов на рис. 2, б вытянута в направлении, близком к оси Z , и наклонена к ней на малый угол. В приведенных выше объяснениях «шумовых» дифракционных картин мы исходили из предположений, что эф-

эффективность рассеяния света на оптических неоднородностях в кристалле, приводящего к записи случайных голограмм, слабо зависит от положения проекции волнового вектора рассеянной волны в плоскости YZ и уменьшается с увеличением угла рассеяния.

Более точное описание наблюдаемых явлений требует учета анизотропии электрооптического эффекта, подробно рассмотренной в [10]. Можно показать, что для данной ориентации вектора \vec{k}_p изменения диэлектрической проницаемости кристалла симметрии $3m$, вносящие вклад в дифракцию обыкновенной и необыкновенной волн, а также в дифракцию с поворотом плоскости поляризации, соответственно равны:

$$\Delta\epsilon_o = n_o^4 (r_{13} \cos \gamma + r_{22} \sin \gamma) E_1, \quad (5a)$$

$$\Delta\epsilon_e = n_e^4 (r_{33} \cos \gamma) E_1, \quad (5б)$$

$$\Delta\epsilon_a = n_o^2 n_e^2 (r_{51} \sin \gamma) E_1. \quad (5в)$$

Здесь r_{im} — компоненты электрооптического тензора \hat{r} , $E_1 = |\vec{E}_1|$.

Как следует из выражений (5в) и (4), наличие в опорном пучке составляющей с обыкновенной поляризацией может привести к записи «аномальных» шумовых голограмм, на которых наблюдается дифракция с поворотом плоскости поляризации. Ее эффективность η_o будет максимальной для векторов \vec{k}_p , составляющих малые углы с осью Y ($\gamma \approx 90^\circ$). Области локализации шумовых дифракционных максимумов при этом должны быть вытянуты в направлении, близком к оси Y . Именно такие особенности «аномальных» шумовых голограмм и наблюдались в [5].

Расчеты показывают, что при малых дифракционных эффективностях, когда $\eta \sim (\Delta\epsilon)^2$, и для $t \ll \tau_o$ скорости записи различных голограмм существенно отличаются. Максимальную скорость записи будет иметь решетка, образованная в результате интерференции необыкновенно поляризованных волн при $\gamma = 0$. Запись решетки для $\gamma = 0$ и обыкновенной поляризации происходит примерно в 10 раз медленнее, а «аномальной» голограммы для $\gamma = 90^\circ$ — примерно в 10^3 раз. В наших экспериментах скорость увеличения мощности шумовых картин на необыкновенной волне при $t < 30$ с была в 2 раза ниже, чем на обыкновенной (см. рис. 1), поскольку для других направлений \vec{k}_p ($\gamma \neq 0$) скорости записи различаются менее чем в 10 раз.

Малая эффективность «аномальных» шумовых голограмм по сравнению с обычными не позволяла наблюдать их в наших исследованиях и при $t \sim 1$ с в работе [5]. В качестве возможной причины увеличения эффективности η_a по сравнению с η_o и η_e , наблюдаемого в [5] при больших экспозициях, следует указать на зависимость $\tau_o \sim \epsilon' / (\mu' \alpha J_m)$ от угла γ . Если $\tau_o(90^\circ) > \tau_o(0^\circ)$, то в соответствии с (3) для $t > \tau_o(0^\circ)$ проекция \vec{E}_1 на ось Z начнет уменьшаться при увеличении t , что и приведет к уменьшению η_o , η_e . В экспериментах, проведенных на длине волны $\lambda = 0,63$ мкм, вследствие малого коэффициента поглощения света α и малого светорассеяния (J_m также невелико) условие $t > \tau_o(0^\circ)$, по-видимому, не выполнялось.

ЛИТЕРАТУРА

1. Фридкин В. М. Фотосегнетоэлектрики.— М.: Наука, 1979.
2. Баскин Э. М., Магарилл Л. И., Энтин М. В. Фотогальванический эффект в кристаллах без центра инверсии.— ФТТ, 1978, т. 20, вып. 8.
3. Фридкин В. М., Магомедов Р. М. Аномальный фотовольтаический эффект в $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$ в поляризованном свете.— Письма в ЖЭТФ, 1979, т. 30, вып. 11.
4. Канаев И. Ф., Малиновский В. К. Динамика оптического повреждения в кристаллах LiNbO_3 .— Автометрия, 1980, № 1.
5. Авакян Э. М. и др. Особенности наведенной оптической неоднородности в кристаллах LiNbO_3 с примесью ионов железа.— ФТТ, 1978, т. 20, вып. 8.
6. Белабаев К. Г., Марков В. Б., Одулов С. Г. Фотовольтаический эффект в восстановленных кристаллах приобита лития.— ФТТ, 1978, т. 20, вып. 8.
7. Куликов В. В., Степанов С. И. Механизмы голографической записи и термического фиксирования в фоторефрактивном $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$.— ФТТ, 1979, т. 21, вып. 11.
8. Стурман Б. И. Взаимодействие двух световых волн в кристаллах, обусловленное диффузией и дрейфом фотоэлектронов.— ЖТФ, 1978, т. 48, вып. 5.

9. Smith R. T., Welsh F. S. Temperature Dependence of Elastic, Piezoelectric, and Dielectric Constants of Lithium Tantalate and Lithium Niobate.— J. Appl. Phys., 1971, vol. 42, p. 2219.
10. Пенчева Т. Г., Петров М. П., Степанов С. И. Дифракционная эффективность анизотропных голограмм в LiNbO_3 .— Автометрия, 1980, № 1.

Поступила в редакцию 19 мая 1982 г.;
окончательный вариант — 5 августа 1982 г.

УДК 535.511

С. А. АЛЕКСЕЕВ, В. Т. ПРОКОПЕНКО, В. А. ТРОФИМОВ
(Ленинград)

ВЛИЯНИЕ СОСТОЯНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ ИССЛЕДУЕМОЙ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ НА ВЫХОДНЫЕ СИГНАЛЫ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОГО ЭЛЛИПСОМЕТРА

Совершенствование поляризационных методов неразрушающего контроля требует создания устройств, обладающих высокой точностью, быстродействием, компактностью и наглядностью отображения информации. В связи с этим представляет интерес интерференционный метод анализа поляризации света [1, 2].

Особенностью устройств, основанных на этом принципе, является эффективное использование высокой когерентности лазерного излучения, позволяющего методом оптического гетеродинамирования получить информацию о фазе световой волны.

Рассмотрим одну из возможных схем эллипсометра, работающего на базе сканирующего интерферометра Майкельсона [3, 4]. Луч света (рис. 1), прошедший входную диафрагму 1, попадает на светоделитель 2 и делится на два пучка, которые отражаются от зеркал 4 и 5. В одно из плеч интерферометра введен линейный поляризатор 3. На пути интерферирующих лучей установлена призма Волластона 6, осуществляющая пространственное разделение ортогональных компонент поляризации.

Вследствие перемещения зеркала 4 фотоприемники 7 и 8 регистрируют сигналы биений, поступающие на вертикальные и горизонтальные пластины электронно-лучевой трубки (ЭЛТ) осциллографа.

В системе прямоугольных координат, одна из осей которых (Ox) лежит в плоскости светоделительной пластины, а другая (Oz) совпадает с направлением распространения света, полностью поляризованная световая волна описывается вектором Джонса:

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} E_x e^{i\Delta\varphi} \\ E_y \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где $E_{x,y}$ и $\Delta\varphi$ — соответственно амплитуды и разность фаз составляющих вектора \mathbf{S} . Реакцию на отражение и пропускание оптических элементов удобно описать матрицами Джонса, а результирующее действие оптической системы — произведением этих матриц [5]. Такое описание позволяет представить результат интерференции суммированием соответствующих компонент вектора. В результате световую волну, падающую на призму Волластона, можно записать в виде

$$\mathbf{S}' = \tilde{M}_1 \mathbf{S} + \tilde{M}_2 \mathbf{S} = \tilde{M} \mathbf{S}, \quad (2)$$

где $\tilde{M}_{1,2}$ — матрицы, описывающие поляризационные эффекты первого и второго плечей интерферометра; $\tilde{M} = \tilde{M}_1 + \tilde{M}_2$ — общая матрица системы.