1987 ЖУРНАЛ ТЕХНИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ Том 57, в. 10
1987 JOURNAL OF TECHNICAL PHYSICS Vol. 57, № 10

УДК 537.226

СОБСТВЕННЫЕ МОДЫ В НЕОДНОРОДНОМ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКОМ КРИСТАЛЛЕ С УЧЕТОМ ГИРОТРОПИИ

В. В. Брыксин, Л. И. Коровин, М. П. Петров, А. В. Хоменко

Рассмотрено распространение света в пространственно-неоднородной гиротропной среде. Показано, что в таких средах собственные оптические моды оказываются взаимосвязанными и описываются системой четырех зацепляющихся дифференциальных уравнений для их амплитуд и фаз. Взаимосвязанность мод обусловлена тем, что в неоднородной среде условия приведения к главным осям эллипса сечения оптической индикатрисы плоскостью, нормальной к направлению распространения луча, меняются в общем случае от точки к точке. Общие уравнения использованы для описания функции пропускания пространственно-временного модулятора света, работающего на поперечном эффекте Поккельса. В приближении тонких образцов получено выражение для амплитуды и фазы прошедшей волны. Показано, что поворот плоскости поляризации зависит от положения активного слоя, т. е. области, в которой сосредоточено внутреннее фотоиндуцированное электрическое поле. От толщины активного слоя зависит коэффициент пропускания модулятора по интенсивности. Результаты теории хорошо согласуются с имеющимися экспериментальными данными для модулятора ПРИЗ на основе силиката висмута.

Фоторефрактивные кристаллы типа $Bi_{12}SiO_{20}$ используются в качестве активных материалов в пространственно-временных модуляторах света (ПВМС) и в качестве реверсивных сред для записи голограмм. Информация в таких кристаллах записывается в виде фотоиндуцированного пространственно-неоднородного заряда. Под действием электрического поля этого заряда происходит изменение показателей преломления за счет линейного электрооптического эффекта, что позволяет осуществить пространственную модуляцию проходящего через кристалл света по состоянию поляризации [1]. Таким образом, процесс записи изображения приводит к образованию пространственно-неоднородной в общем случае по всем трем направлениям оптической среды, что необходимо учитывать при анализе свойств считывающего света. Как было показано в [2], в такой среде невозможно описать распространение света в виде двух независимых мод, как это имеет место в однородной среде. Дело в том, что условие приведения к главным осям эллипса сечения оптической индикатрисы плоскостью, перпендикулярной направлению распространения света в неоднородной среде, в общем случае зависит от координат. Амплитуды и фазы двух мод связаны между собою системой дифференциальных уравнений, так что при распространении волны меняется не только ее фаза, но и амплитуда — происходит «перекачка» амплитуд из одной моды в другую.[1] Развитая в [2] теория относится к негиротропным средам. Кристаллы типа $Bi_{12}SiO_{20}$ являются оптически активными, что должно налагать определенные особенности на процесс пространственной модуляции света. Хотя в работах [3-6] рассмотрены частные случаи пространственной модуляции такими кристаллами, от-

[1] Строго говоря, само понятие световой моды как независимого во всем кристалле колебания требует изменения, поскольку условие разделения волны на две независимые моды в неоднородной среде меняется от точки к точке.

сутствует последовательное рассмотрение вопроса. Ниже предлагается теория, учитывающая влияние оптической активности на пространственную модуляцию считывающего света в общем случае трехмерной модуляции показателя преломления.

1. Постановка задачи

Кубические кристаллы типа силиката висмута принадлежат к кристаллическому классу 23. Для них обратный эрмитов тензор диэлектрической проницаемости ε_{ik}^{-1} в системе координат $\mathfrak{x}$, $\mathfrak{y}$, $\mathfrak{z}$, связанной с главными кристаллографическими осями $\langle 100\rangle$, $\langle 010\rangle$, $\langle 001\rangle$, имеет вид

$$\varepsilon_{ii}^{-1} = n_0^{-2}\,(i=\mathfrak{x},\ \mathfrak{y},\ \mathfrak{z}),\quad \varepsilon_{\mathfrak{x}\mathfrak{y}}^{-1} = rE_{\mathfrak{z}} + iGm_{\mathfrak{z}},\quad \varepsilon_{\mathfrak{x}\mathfrak{z}}^{-1} = rE_{\mathfrak{y}} - iGm_{\mathfrak{y}},$$
$$\varepsilon_{\mathfrak{y}\mathfrak{z}}^{-1} = rE_{\mathfrak{x}} + iGm_{\mathfrak{x}}. \tag{1}$$

Здесь $E_i = E_i(\mathbf{r})$ — компоненты полного поля в образце, включая внешнее; r и G — компоненты тензора линейных электрооптических коэффициентов и псевдотензора гирации соответственно; m_i — проекции орта волнового вектора световой волны, распространяющейся в кристалле; n_0 — показатель преломления в отсутствие поля E_i и тензора G. Тензор (1) соответствует оптически активному двулучепреломляющему кристаллу. Как известно (см., например, [7]), собственными модами световой волны, распространяющейся в однородном кристалле, являются две ортогональные эллиптически поляризованные волны. Показатели преломления для них равны

$$n_{1,2} = n_{01,2}\,(1 \pm n_{01,2}G\rho)^{-1/2}, \tag{2}$$

где n_{01} и n_{02} — показатели преломления в отсутствие оптической активности, когда $G=0$, а

$$\rho = \left(\sqrt{\nu^2 + 4G^2} - \nu\right)/2G,\quad \nu = n_{01}^{-2} - n_{02}^{-2}. \tag{3}$$

Эллиптичность поляризации собственных мод, равная отношению компонент векторов напряженности электрического поля волны вдоль главных осей эллипса X, Y, выражается через функцию ρ

$$\mathcal{E}_Y^{(1)}/\mathcal{E}_X^{(1)} = \mathcal{E}_X^{(2)}/\mathcal{E}_Y^{(2)} = i\rho \tag{4}$$

($\mathcal{E}_{X(Y)}^{(1)}$, $\mathcal{E}_{X(Y)}^{(2)}$ — компоненты полей $\mathcal{E}^{(1)}$, $\mathcal{E}^{(2)}$ собственных мод в системе XY). Ориентация оси z, вдоль которой распространяется свет, относительно кристаллографических осей не конкретизируется. (Наряду с координатной системой $\mathfrak{x}$, $\mathfrak{y}$, $\mathfrak{z}$ вводятся еще две системы: базовая x, y, z, в которой падающий на кристалл свет распространяется вдоль положительного направления оси z, и система X, Y, z, в которой эллипсы сечения оптической индикатрисы плоскостью $z=0$ в отсутствие оптической активности приведены к главным осям. Все координатные системы предполагаются правыми). При эллиптической поляризации от вещественных ортов $\mathbf{e}_X$ и $\mathbf{e}_Y$, направленных вдоль главных осей эллипса, удобно перейти к комплексным ортам $\mathbf{g}_1$ и $\mathbf{g}_2$ по формулам

$$\mathbf{g}_1 = (\mathbf{e}_X - i\rho\mathbf{e}_Y)/\sqrt{1+\rho^2},\quad \mathbf{g}_2 = (-i\rho\mathbf{e}_X + \mathbf{e}_Y)/\sqrt{1+\rho^2}. \tag{5}$$

Поля $\mathcal{E}^{(1)}$ и $\mathcal{E}^{(2)}$ собственных мод, выраженные в ортах $\mathbf{g}_1$ и $\mathbf{g}_2$, имеют вид

$$\mathcal{E}^{(1)} = \mathcal{E}^{(1)}\mathbf{g}_1,\quad \mathcal{E}^{(2)} = \mathcal{E}^{(2)}\mathbf{g}_2. \tag{6}$$

Направления главных осей эллипсов относительно осей кристалла, эллиптичность и величина показателей преломления зависят от величины и направления вектора электрического поля $\mathbf{E}(\mathbf{r})$, определяющего электрооптический эффект. В результате в пространственно-неоднородном поле эллиптичность собственных мод и направления осей эллипса, к которому они отнесены, будут меняться от точки к точке. Аналогичная ситуация имела место в электрооптическом кристалле, в котором создано неоднородное электрическое поле, в случае $G=0$. Разница заключается в том, что в случае $G=0$ моды поляризованы

линейно, а от точки к точке меняется направление их поляризации. Метод анализа процесса пространственной модуляции света неоднородными средами развит в [2]. Здесь предлагается обобщение этого подхода на случай оптически активных кристаллов.

2. Вывод основных уравнений

В силу малости недиагональных компонент тензора (1) по сравнению с диагональными можно пренебречь искривлением пути светового луча и считать, что он распространяется по прямой линии. Пусть кристаллическая пластинка толщиной d расположена нормально к оси z базовой системы координат. Разобьем пластинку на l слоев толщиной Δ ($d=\Delta l$) и будем считать, что внутри слоя зависимостью параметров среды от координаты z можно пренебречь. Переход от слоя $m-1$ к слою m описывается матрицей Джонса [8], которая связывает поля в соседних слоях

$$\mathcal{E}_m = T_m \mathcal{E}_{m-1}, \quad \mathcal{E}_m = \begin{vmatrix} \mathcal{E}_m^{(1)} \\ \mathcal{E}_m^{(2)} \end{vmatrix}, \tag{7}$$

где $\mathcal{E}_m$ — столбец Максвелла, компонентами которого являются комплексные поля (6), определенные в системе ортов $\mathbf{g}_1$ и $\mathbf{g}_2$. Очевидно, что в этой системе матрица Джонса диагональна (обозначим ее t_m) и описывает поворот плоскости поляризации каждой из двух эллиптически поляризованных волн при прохождении m-го слоя вследствие оптической активности, т. е.

$$t_m = \begin{pmatrix} \exp(ik_1\Delta), & 0 \\ 0, & \exp(ik_2\Delta) \end{pmatrix}. \tag{8}$$

Здесь $k_{1,2}$ — волновые векторы световых мод

$$k_{1,2}(\omega/c)\, n_{1,2} = k_0 \mp \tilde{\varkappa}/2, \quad \tilde{\varkappa} = \sqrt{\chi^2 + 4g^2},$$
$$\varkappa = (\omega n_0^3/2c)\,\nu, \quad g = (\omega n_0^3/2c)\, G. \tag{9}$$

Матрица t_m связана с определенной в (7) матрицей T_m соотношением

$$T_m = a_m^{-1} t_m a_m. \tag{10}$$

В отсутствие оптической активности a_m есть просто поворот на угол ψ_m, переводящий систему xy в XY. Если $G \neq 0$, то a_m определяется как переход от системы xy в систему ортов (5), т. е.

$$\begin{pmatrix} \mathcal{E}_m^{(1)} \\ \mathcal{E}_m^{(2)} \end{pmatrix} = a_m \begin{pmatrix} \mathcal{E}_{mx} \\ \mathcal{E}_{my} \end{pmatrix}. \tag{11}$$

Следовательно, a_m есть произведение комплексной матрицы a'_m перехода от ортов $\mathbf{e}_X$, $\mathbf{e}_Y$ к $\mathbf{g}_1$, $\mathbf{g}_2$ на матрицу поворота на угол ψ_m. В результате получаем, что (для простоты индекс «m» у величин ψ_m и ρ_m опускаем)

$$a_m = \frac{1}{\sqrt{1+\rho^2}} \begin{pmatrix} 1, & i\rho \\ i\rho, & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\psi, & \sin\psi \\ -\sin\psi, & \cos\psi \end{pmatrix} =$$
$$= \frac{1}{\sqrt{1+\rho^2}} \begin{pmatrix} \cos\psi - i\rho\sin\psi, & \sin\psi + i\rho\cos\psi \\ -\sin\psi + i\rho\cos\psi, & \cos\psi + i\rho\sin\psi \end{pmatrix}. \tag{12}$$

В соответствии с (8), (10) и (12) матрица T_m равна

$$T_m = e^{ik_0\Delta} \times$$
$$\times \begin{pmatrix} \cos\frac{\tilde{\varkappa}\Delta}{2} - i\left(\frac{1-\rho^2}{1+\rho^2}\right)\sin\frac{\tilde{\varkappa}\Delta}{2}\cos 2\psi, & -i\sin\frac{\tilde{\varkappa}\Delta}{2}\left[\left(\frac{1-\rho^2}{1+\rho^2}\right)\sin 2\psi + \frac{2i\rho}{1+\rho^2}\right] \\ -i\sin\frac{\tilde{\varkappa}\Delta}{2}\left[\left(\frac{1-\rho^2}{1+\rho^2}\right)\sin 2\psi - \frac{2i\rho}{1+\rho^2}\right], & \cos\frac{\tilde{\varkappa}\Delta}{2} + i\left(\frac{1-\rho^2}{1+\rho^2}\right)\sin\frac{\tilde{\varkappa}\Delta}{2}\cos 2\psi \end{pmatrix}. \tag{13}$$

Подставляя T_{m} в уравнение (7) и переходя к пределу $\Delta \to 0$, получим систему дифференциальных уравнений для компонент поля световой волны в базовой системе координат

$$\frac{d\mathcal{E}_x}{dz} = i\left(k_0 - \frac{1-\rho^2}{1+\rho^2}\frac{\tilde{\varkappa}}{2}\cos 2\psi\right)\mathcal{E}_x - \frac{i\tilde{\varkappa}}{2}\left(\frac{1-\rho^2}{1+\rho^2}\sin 2\psi + \frac{2i\rho}{1+\rho^2}\right)\mathcal{E}_y,$$

$$\frac{d\mathcal{E}_y}{dz} = -\frac{i\tilde{\varkappa}}{2}\left(\frac{1-\rho^2}{1+\rho^2}\sin 2\psi - \frac{2i\rho}{1+\rho^2}\right)\mathcal{E}_x + i\left(k_0 + \frac{1-\rho^2}{1+\rho^2}\frac{\tilde{\varkappa}}{2}\cos 2\psi\right)\mathcal{E}_y. \quad (14)$$

Сделав подстановку

$$\mathcal{E}_{x\,(y)} = A_{x\,(y)} \exp\left(i\int_0^z k_0(z')\,dz'\right)$$

и учитывая соотношения

$$1-\rho^2 = \varkappa\rho/g, \quad 1+\rho^2 = 2-\varkappa\rho/g, \quad \sqrt{\varkappa^2+4g^2} = 2g-\varkappa\rho,$$

увидим, что уравнения (14) для функций A_x и A_y принимают вид

$$dA_x/dz - gA_y = -i(\varkappa/2)(A_x\cos 2\psi + A_y\sin 2\psi),$$

$$dA_y/dz + gA_x = -i(\varkappa/2)(A_x\sin 2\psi - A_y\cos 2\psi). \quad (15)$$

При $g=0$ уравнения (15) переходят в систему (15) работы [2]. Различия связаны лишь с тем, что в [2] полагалось $n_{01} > {}_{02}$, что ведет к изменению знака функции $\varkappa$. При постановке задачи в данной работе полагается, что оптическая неоднородность кристалла обусловлена электрическим полем $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ за счет электрооптического эффекта, приводящего к зависимости от координат показателей преломления n_{01} и n_{02}. Отметим, что система уравнений (15) справедлива и в тех случаях, когда неоднородность связана еще и с оптической активностью кристалла, т. е. когда g является функцией координат. Подобная ситуация может иметь место, например, при электрогирационном и магнетооптическом эффектах. Оптическая неоднородность может быть создана и другими методами, например кручением образцов [9]. Если среда однородна, т. е. $\to \varkappa$, ψ и g являются константами, то в уравнениях (15) можно перейти к комбинациям

$$A_{x\,(y)} = a_{x\,(y)}A'_x + b_{x\,(y)}A'_y$$

и получить независимые уравнения для A'_x и A'_y. Расщепление системы (15) на два независимых уравнения возможно также в случае, когда параметры $\varkappa$, ψ и g зависят от координат x, y, но не зависят от z. В этом случае в кристалле будут распространяться две несвязанные между собою эллиптически поляризованные моды, но их амплитуда и фаза будут промодулированы вдоль плоскости, перпендикулярной направлению распространения. Если же $\varkappa$, ψ и g являются функциями координат x, y и z, то расщепление уравнений становится невозможным (если ограничиться не зависящими от z коэффициентами $a_{x(y)}$, $b_{x(y)}$), что и приводит к «перекачке» энергии из одной волны в другую. Поскольку среда не поглощает, то уравнения (15), естественно, сохраняют сумму квадратов амплитуд мод. Можно рассмотреть частные случаи зависимости $\varkappa$, ψ и g от координат. Например, пусть g есть константа, а $\varkappa$ и ψ зависят от x, y, z. В этом случае расцепление уравнений (15) на независимые невозможно. То же самое будет иметь место, если $g=\text{const}$, а поле $E_i(\mathbf{r})$ модулировано в плоскости xy в одном направлении, т. е. $\varkappa=\varkappa(x, y, z)$, $\psi=\psi(x, y)$. Расцепление возможно, если $g=0$, $\varkappa=\varkappa(x, y, z)$, $\psi=\psi(x, y)$. В уравнениях (15) присутствуют только производные по координате z, т. е. по ходу луча. Это есть следствие приближения прямолинейности распространения лучей в образце. Для толстых образцов, когда искривление лучей становится существенным, система (15) значительно усложнится, так как в ней появятся производные по другим координатам. Напомним, что все рассмотрение проводится в рамках геометрической оптики и дифракционные эффекты внутри образца не учитываются.

3. Прохождение волны сквозь неоднородную гиротропную среду

Получим решение уравнений (15) в приближении тонких образцов, когда выполнено условие $\varkappa d \ll 1$, т. е. малыми являются правые части уравнений. Тогда с точностью до линейных по $\varkappa$ членов

$$A_x(z) = A_{x0}\cos gz + A_{y0}\sin gz -$$

$$-\frac{i}{2}\int_0^z dz'\varkappa(z')\{A_{x0}\cos(2gz' + 2\psi - gz) + A_{y0}\sin(2gz' + 2\psi - gz)\},$$

$$A_y(z) = -A_{x0}\sin gz + A_{y0}\cos gz -$$

$$-\frac{i}{2}\int_0^z dz'\varkappa(z')\{A_{x0}\sin(2gz' + 2\psi - gz) - A_{y0}\cos(2gz' + 2\psi - gz)\}. \quad (16)$$

Граничные условия $A_{x0}=\mathcal{E}_x\ (z=0)$, $A_{y0}=\mathcal{E}_y\ (z=0)$. При выводе формул (16) предполагалось, что g не зависит от координат, что имеет место в упомянутых выше электрооптических материалах. Функции $\varkappa$ и ψ зависят от координаты z, а также от x и y. Если падающий свет поляризован линейно под углом α к оси x, т. е. $A_{x0}=A_{in}\cos\alpha$, $A_{y0}=A_{in}\sin\alpha$, а на выходе стоит линейный анализатор под углом β к оси x, то после него амплитуда света

$$A_{\text{out}} = A_x(d)\cos\beta + A_y(d)\sin\beta$$

может быть приведена к виду

$$A_{\text{out}} = A_{in}\{\cos(\alpha - \beta - gd) + ih\sin(\chi - \alpha - \beta)\}, \quad (17)$$

где функции h и χ в соответствии с (16) равны

$$h = \frac{1}{2}\left|\int_0^d dz\varkappa(z)\exp(2igz)\right|,$$

$$\cos\chi = (2h)^{-1}\int_0^d dz\varkappa(z)\sin(2gz + 2\psi - gd + 3\pi/2). \quad (18)$$

Пусть анализатор ориентирован таким образом, чтобы обратить в нуль $\cos(\alpha - \beta - gd)$ в формуле (17), т. е. $\beta = \alpha - gd + \pi/2$. Тогда

$$A_{\text{out}} = iA_{in}h\cos(\chi - 2\alpha + gd). \quad (19)$$

Коэффициент пропускания по интенсивности света $\tau = |A_{\text{out}}/A_{\text{in}}|^2$ с учетом (19) принимает вид

$$\tau = h^2\cos^2(\chi - 2\alpha + gd). \quad (20)$$

Если падающий свет поляризован циркулярно, а на выходе стоит циркулярно-поляризующий анализатор в противоположном направлении, то из (16) можно получить, что

$$\tau = h^2. \quad (21)$$

Сравнение формул (21) и (20) показывает, что максимум пропускания для линейно-поляризованного света достигается при угле поляризатора

$$\alpha_m = (\chi + gd)/2 \quad (22)$$

и оно равно пропусканию при циркулярной поляризации.

4. Связь функции пропускания с распределением фотоиндуцированного заряда

В таких ПВМС, как ПРИЗ и ПРОМ, где используются кристаллы $Bi_{12}SiO_{20}$, толщина активной области, в которой создается неоднородное электрическое поле, мала по сравнению с толщиной пластины кристалла. Угол вращения плоскости поляризации за счет оптической активности в активной области оказывается малым по сравнению с полным углом вращения. Например, в $Bi_{12}SiO_{20}$ для $\lambda=633$ нм $g=22$ град./мм [1]. Вращение в активном слое, толщина которого обычно не превышает 0.1 мм, оказывается $\simeq 2°$. При $d=1$ мм полный угол вращения $\simeq 20°$. Малость угла поворота при прохождении активного слоя позволяет получить явную зависимость коэффициента пропускания модулятора от параметра g. Исследование начнем с зависимости функции h, определенной в (18), от g. Для этого добавим под знак модуля множитель $\exp(-2ig\bar{z})$, где введена длина

$$\bar{z} = 2^{-1}\tau_0^{-1/2}\int_0^d dz z\varkappa(z), \quad \tau_0 = \left[(1/2)\int_0^d dz\varkappa(z)\right]^2. \tag{23}$$

Для модулятора ПРИЗ, на примере которого будет проведен дальнейший анализ, $\varkappa(z) \sim E_\perp(z)$ и тем самым $\bar{z}$ имеет смысл положения центра тяжести распределения поперечного поля $E_\perp$ по толщине образца. Разложим далее $\exp[2ig(z-\bar{z})]$ в ряд по степеням $(z-\bar{z})$ с точностью до квадратичных членов. Используя определение (23), видим, что линейный член разложения после интегрирования обращается в нуль и

$$h = \sqrt{\tau_0}(1 - 2g^2\bar{z}^2). \tag{24}$$

Величина

$$\bar{z}^2 = 2^{-1}\tau_0^{-1/2}\int_0^d dz(z-\bar{z})^2\varkappa(z) \tag{25}$$

имеет смысл квадрата толщины активной области. Зависимость коэффициента пропускания τ от g при циркулярно-поляризованном свете, согласно (21) и (24), имеет вид

$$\tau = \tau_0(1 - 4g^2\bar{z}^2), \tag{26}$$

где τ_0 — коэффициент пропускания в отсутствие оптической активности. Таким образом, оптическая активность уменьшает дифракционную эффективность модулятора. Для $Bi_{12}SiO_{20}$ это уменьшение составляет доли процента, например при $\sqrt{\overline{z^2}} \simeq 0.1$ мм $g\sqrt{\overline{z^2}} = 3\cdot 10^{-2}$. Это позволяет при рассмотрении параметров модулятора ПРИЗ (а также и ПРОМ) не учитывать влияние оптической активности. Вместе с тем измерение влияния оптической активности на τ в принципе позволяет найти такую важную характеристику, как толщина слоя прикатодного объемного заряда и ее зависимость от экспозиции записывающим светом. Уменьшение дифракционной эффективности зависит от безразмерного параметра $g^2\bar{z}^2$, оно тем сильнее, чем больше толщина активного слоя $\sqrt{\overline{z^2}}$. Вместе с тем эффект падения τ за счет g не зависит от расположения активного слоя относительно электродов. Перейдем теперь к исследованию зависимости угла χ от g при линейно-поляризованном свете. Переходя в формуле (18) от синуса к экспонентам и разлагая, как и при вычислении h, $\exp[2ig(z-\bar{z})]$ в ряд по $(z-\bar{z})$ с точностью до квадратичных членов, получим, что

$$\chi \simeq 2\psi + 2g\bar{z} - gd + 3\pi/2.$$

Здесь и в дальнейшем предполагается, что угол ψ не зависит от $\bar{z}$, но может являться функцией x и y. Такая ситуация имеет место, например, в ПВМС ПРИЗ, если записывающий свет модулирован в одном направлении. Подставляя выражение для χ в (20) и учитывая (24), получим

$$\tau = \tau_0(1 - 4g^2\bar{z}^2)\sin^2(2\psi + 2\alpha - 2g\bar{z}). \tag{27}$$

В частности, для модулятора ПРИЗ при ориентации его поверхности вдоль плоскости [111] имеет место соотношение $\psi=(1/2)(\pi/2-\gamma)$, где γ — угол между осью x и полем $E_{\perp}$ [1]. Учитывая это, из (27) получим

$$\tau=\tau_0(1-4g^2\bar{z}^2)\cos^2(\gamma+2\alpha-2g\bar{z}). \tag{28}$$

Согласно (27), для линейно-поляризованного света дифракционная эффективность зависит от углов ориентации записанной решетки γ и направления исходной поляризации α. В максимуме, при $\gamma+2\alpha=2g\bar{z}$, ее величина равна эффективности для циркулярной поляризации. Такая угловая зависимость дает принципиальную возможность экспериментального определения положения центра тяжести активного слоя по измерению угловой зависимости τ. Для этого можно, например, вращать угол γ при фиксированных α и β, связанных между собою соотношением $\alpha-\beta=gd+\pi/2$. Тогда $\bar{z}=(\gamma_m+2\alpha)/2g$, где γ_m — угол ориентации решетки, при котором достигается максимальное значение τ. Заметим, что для определения значения $\bar{z}$ необходимо знать ориентацию векторов α и γ относительно кристаллографических осей в плоскости xy (например $\langle 11\bar{2}\rangle$). В частности, угол γ_m зависит от знака полярности внешнего напряжения на переднем (относительно распространения волны считывающего света) электроде. Известно, что фотоиндуцированный объемный заряд в основном формируется вблизи отрицательного электрода. Поэтому, если считывающий свет падает на отрицательный электрод, то $\bar{z}\simeq 0$ и $\gamma_m=-2\alpha$. Если же он падает на положительный электрод (при изменении направления распространения считывающего света координата $z=d$ соответствует отрицательному электроду), то $\bar{z}\simeq d$ и $\gamma_m=-2\alpha+2gd$. Подобное изменение угла γ_m наблюдалось в $Bi_{12}SiO_{20}$ в [1], где при $d=0.7$ мм изменение составило 30°. Это хорошо согласуется с приведенным расчетом, так как $2gd=2\cdot 22\cdot 0.7=30.8°$.

Литература

[1] *Петров М. П., Степанов С. И., Хоменко А. В.* Фоточувствительные электрооптические среды в голографии и оптической обработке информации. Л.: Наука, 1983.
[2] *Брыксин В. В., Коровин Л. И.* ЖТФ, 1985, т. 55, № 12, с. 2289—2296.
[3] *Apostolidis H., Mallick S., Rouede D.* Opt. Comm., 1985, v. 56, N 2, p. 73—78.
[4] *Yariv A., Lotspeich J. F.* J. Opt. Soc. Am., 1982, v. 72, N 2, p. 273—277.
[5] *Marrakchi A., Tanguay A. R.* J. Opt. Soc. Am. A, 1984, v. 1, N 12, p. 1313.
[6] *Seery D., Garrett M., Tanguay A. R.* J. Opt. Soc. Am. A, 1984, v. 1, N 12, p. 1312—1313.
[7] *Сиротин Ю. И., Шаскольская М. П.* Основы кристаллооптики. М.: Наука, 1979, с. 639.
[8] *Джерард А., Берг Д. М.* Введение в матричную оптику. М.: Мир, 1978, с. 344.
[9] *Емелин В. Я., Классен Н. В.* ФТТ, 1985, т. 27, № 5, с. 1556—1558.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
25 декабря 1986 г.