

А. А. КАМШИЛИН, М. П. ПЕТРОВ, С. И. СТЕПАНОВ,  
А. В. ХОМЕНКО

(Ленинград)

### ОПТИЧЕСКАЯ ЗАПИСЬ ИНФОРМАЦИИ И ОСОБЕННОСТИ ДИФРАКЦИИ СВЕТА В ФОТОРЕФРАКТИВНЫХ КРИСТАЛЛАХ

Явление фоторефракции\* в настоящее время хорошо известно. Оно заключается в том, что под действием освещения в некоторых кристаллах происходит изменение показателя преломления ( $n$ ). Обнаруженное впервые Ашкиным и другими [1] это явление рассматривалось вначале как нежелательное изменение оптических свойств кристаллов, ограничивающее максимальные пропускаемые оптические мощности. Однако впоследствии [2] оказалось, что оно может быть использовано для голографической записи информации, и, таким образом, фоторефрактивные кристаллы образовали новый класс светочувствительных сред. Достоинством этих материалов является фазовый характер записи (так как под действием света изменяется показатель преломления, а не коэффициент поглощения). Кроме того, благодаря высокой прозрачности кристаллов имеется возможность записывать голограммы во всей толще образца, т. е. получать «толстые» объемные голограммы. К числу недостатков относится низкая в ряде случаев чувствительность и, что более существенно, деградация записанного изображения как просто под влиянием внутренних процессов, так и под воздействием считывающего света.

Кратко наиболее признанный в настоящее время механизм записи заключается в следующем [3]. Под действием света возбуждаются носители тока (внутренний фотоэффект). Затем под действием диффузии или дрейфа в электрическом поле (которое может быть действительным полем, например, приложенным извне, или каким-либо эффективным полем в пироэлектрических кристаллах) носители мигрируют из освещенных мест в неосвещенные, создавая в кристалле неоднородное распределение заряда и, следовательно, неоднородное распределение внутреннего электрического поля. В неосвещенных местах носители захватываются ловушками (примесями), и в результате неоднородное распределение заряда фиксируется. Поскольку рассматриваемые кристаллы являются и электрооптическими, под действием неоднородного распределения электрического поля в кристалле появляется соответствующее распределение показателя преломления. Для реализации этого механизма в кристалле должны существовать примесные центры разного рода, которые играют роль доноров и ловушек. Такие «примесные материалы» обладают хорошим разрешением  $1000 \div 10000$  лин/мм, большой дифракционной эффективностью вплоть до 100%, но малой чувствительностью  $10^{-3} \div 1$  Дж/см<sup>2</sup>. Возможности считывания изображения светом той же длины волны ограничены малыми мощностями. В том случае, когда кристалл неполярный, для записи изображения требуется приложить внешнее электрическое поле и между электродом и кристаллом поместить тонкий слой диэлектрика. В этом случае носители дрейфуют в приложенном поле и захватываются на ловушках на границе раздела кристалл—диэлектрик.

\* Для этого эффекта используют также и другие названия: оптически индуцированное двулучепреломление, оптическое искажение, «optical damage».

Такого рода устройства записи (им дано название PROM [4]) обладают очень высокой чувствительностью ( $10 \div 100$  эрг/см<sup>2</sup>), но не обеспечивают длительного хранения ( $1 \div 2$  ч) и имеют ограниченную разрешающую способность  $100 \div 200$  лин/мм. Считывание должно осуществляться на другой длине волны света, где кристалл не фоточувствителен.

К настоящему времени подавляющее число исследований фоторефрактивных сред посвящено изучению микроскопических механизмов записи [3, 5]. Хотя определенный прогресс в этом направлении достигнут, тем не менее однозначной интерпретации, позволяющей описать всю совокупность наблюдаемых свойств с единой точки зрения, все еще нет. Встретившиеся трудности практического использования этих материалов в качестве сред для архивной голографической записи привели к ослаблению интереса к ним среди зарубежных ученых. Однако более внимательный анализ возможностей этих материалов с учетом их электрооптических свойств и анизотропии диэлектрических и оптических параметров (наличие например, двупреломления) показывает, что эти среды обладают целым рядом уникальных возможностей, определяющих целесообразность дальнейших исследований. В настоящем сообщении мы остановимся на следующих вопросах:

- 1) учет двупреломления при записи и считывании голограмм;
- 2) управление дифракцией света на голографических решетках с помощью электрического поля;
- 3) обобщение теории Когельника и дифракция света с поворотом плоскости поляризации;
- 4) анализ разрешающей способности структур типа PROM.

**Учет двупреломления при записи и считывании голограмм.** Воспользуемся методом поверхностей волновых векторов. Рис. 1 иллюстрирует этот метод. Световым волнам, распространяющимся в вакууме ( $n=1$ ), соответствует круг единичного радиуса. Волновые векторы  $K_1$  и  $K_2$  есть волновые векторы двух лучей (объектного и опорного) в свободном пространстве. В общем случае (при произвольной поляризации) каждый из лучей в кристалле разбивается на два — обыкновенный и необыкновенный. Обыкновенным лучам соответствует поверхность волновых векторов, сечение которой плоскостью падения есть круг и представлено на рисунке в виде круга радиусом  $n_0$ . Учитывая непрерывность тангенциальных составляющих, находим, что  $K_{10}$  и  $K_{20}$  — векторы обыкновенных лучей при записи голограммы. Аналогично се-

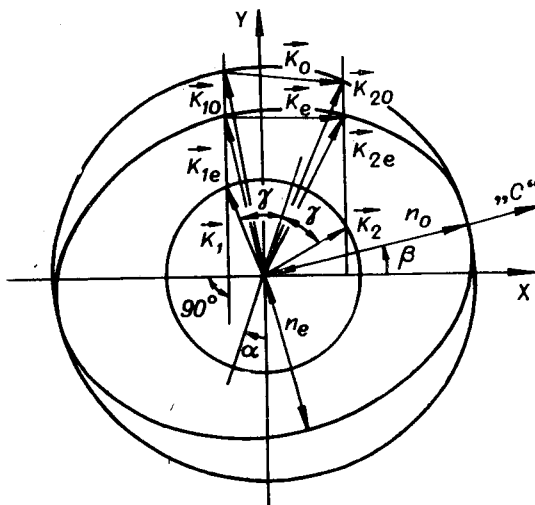


Рис. 1. Запись объемных голограмм и брэгговская дифракция света без поворота плоскости поляризации в одноосном кристалле.

На этом и всех последующих рисунках: окружность единичного радиуса изображено центральное сечение поверхности показателя преломления вакуума плоскостью падения световых пучков, а окружностью радиуса  $n_0$  и эллипсом с полуосями  $n_0$ ,  $n_e$  — соответствующие сечения двухоболочечной поверхности показателя преломления отрицательного одноосного кристалла; стрелки, выходящие из начала координат, изображают волновые векторы распространяющихся в вакууме  $K_1$ ,  $K_2$  и возбуждаемых в объеме кристалла световых волн обыкновенной  $K_{10}$ ,  $K_{20}$  и необыкновенной  $K_{1e}$ ,  $K_{2e}$  поляризаций (поверхность кристалла перпендикулярна оси Y); волновые векторы дифракционных решеток  $K_0$  и  $K_e$  представлены стрелками, замыкающими волновые векторы записывающих их световых волн. (Все волновые векторы изображены в единицах  $2\pi/\lambda$ .)

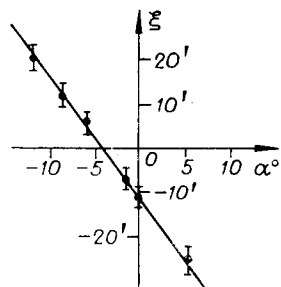


Рис. 2. Экспериментальная зависимость углового расстояния  $\xi$  между дифракционными максимумами от величины угла  $\alpha$ , при котором производилась запись голограммы (сплошная прямая проведена под углом  $\Delta n/n_0 = -0,039$  в  $\text{LiNbO}_3$  для  $\beta \approx 1^\circ$ ). Для  $\lambda = 0,63$  мкм  $n_0 = 2,3$ ,  $\Delta n = -0,09$ .

чение поверхности волновых векторов для необыкновенных лучей плоскостью падения дает изображенный на рис. 1 эллипс. Векторы  $K_{1e}$  и  $K_{2e}$ , концы которых лежат на этом эллипсе, представляют собой волновые векторы необыкновенных лучей, записывающих голограмму в кристалле. В этом случае записанные голографические решетки описываются векторами  $K_0$  и  $K_e$  для обыкновенных и необыкновенных лучей соответственно. При восстановлении записанного изображения волновой вектор восстановленного луча есть  $K_4 = K_3 \pm K_{0(e)}$ , где  $K_3$  — волновой вектор какого-либо из записывающих лучей, а  $K_{0(e)}$  — волновой вектор соответствующей решетки. Заметим, что концы и начала волновых векторов голограмм обязательно должны лежать на поверхности волновых векторов кристалла.

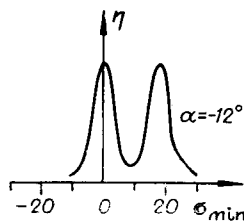
Как нетрудно увидеть из рисунка,  $K_0$  и  $K_e$  не совпадают между собой по направлению (и, вообще говоря, и по величине). Это означает, что в общем случае при считывании лучом обыкновенной поляризации будет восстанавливаться только обыкновенная голограмма ( $K_0$ ), а при считывании необыкновенным лучом восстановится только необыкновенная. Если мы хотим восстановить обыкновенную голограмму необыкновенным лучом или наоборот, то нужно повернуть кристалл (или считывающий луч) на некоторый угол  $\xi$ , чтобы выполнить условие дифракции (тогда соответствующий вектор  $K_0$  и  $K_e$  будет замыкаться соответственно на эллипсе или на окружности). Расчет [6] показывает, что при  $\alpha, \beta, \gamma \ll 1$

$$\xi = \Delta n (\alpha - 2n_0\beta) / n_0, \quad (1)$$

здесь  $\Delta n = n_e - n_0$  — двупреломление кристалла;  $\alpha$  — угол между нормалью к поверхности кристалла и биссектрисой угла ( $2\gamma$ ) между записывающими лучами;  $\beta$  — угол между оптической осью кристалла и поверхностью кристалла. Все углы отсчитываются в плоскости падения. Экспериментальные результаты представлены на рис. 2, 3.

Из рассмотренного выше следует, что если записывающие лучи имеют произвольную поляризацию, то в кристалле записываются две голограммы, одна из которых содержит информацию о компоненте, имеющей обыкновенную поляризацию, а другая — о компоненте с необыкновенной поляризацией. В результате оказывается возможным,

Рис. 3. Типичная ориентационная зависимость дифракционной эффективности  $\eta(\sigma)$  при воспроизведении голограммы, записанной световыми пучками, поляризованными под углом  $\approx 45^\circ$  к плоскости падения, светом необыкновенной поляризации ( $\sigma$  — угол поворота кристалла при воспроизведении голограммы отсчитывается относительно его положения при записи)



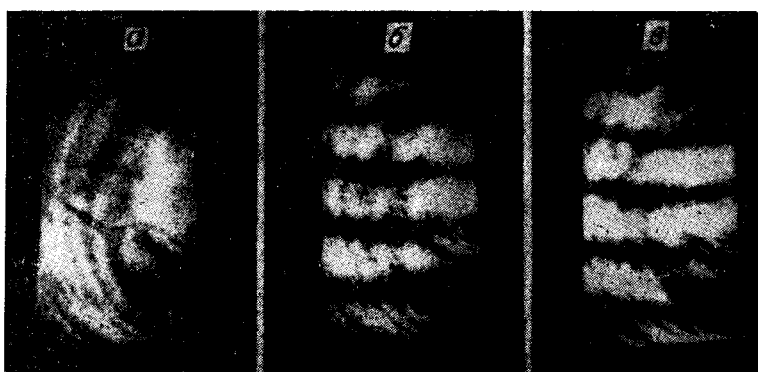


Рис. 4. Фотографии восстановленного изображения кварцевого клина снятые:  
 а — без поляроида; б, в — через поляроид при двух взаимно перпендикулярных ориентациях последнего.

используя двупреломляющий кристалл, записывать голограмму изображения с произвольным распределением поляризации, а затем воспроизводить это распределение в восстановленном изображении. При записи голограмм по обычной схеме в изотропных средах вся информация о компоненте предметного пучка, поляризованной ортогонально опорному, полностью теряется (за исключением, пожалуй, так называемых поляризационных голограмм [7]). В случае же двупреломляющих фоточувствительных сред имеется возможность без существенного усложнения обычной голографической установки записывать и воспроизводить не только фазовые и амплитудные, но и поляризационные характеристики исходного изображения.

Пример записи в одноосном  $\text{LiNbO}_3$  поляризации света, прошедшего через кварцевый клин, приведен на рис. 4. После клина первоначально линейно-поляризованный свет имеет в сечении луча набор всех поляризаций от круговой до линейной. Восстановленный луч имеет то же распределение поляризации, и при прохождении через поляроид в нем отчетливо видны темные и светлые полосы, соответствующие линейной поляризации вдоль и поперек оси поляроида. При повороте поляроида на  $90^\circ$  эти полосы, как и следовало ожидать, меняются местами.

**Управление дифракцией света с помощью электрического поля.** В фоторефрактивных кристаллах благодаря объемному характеру записываемых голограмм дифракция носит брэгговский характер и, как следствие, наблюдается при выполнении следующих условий [8]:

$$\sin \Theta = \sin \Theta_B = \lambda / 2\Lambda n. \quad (2)$$

Здесь  $\Lambda$  — период голографической решетки, а  $\Theta_B$  — брэгговский угол в кристалле. Поскольку мы рассматриваем электрооптические кристаллы, показатель преломления  $n$  есть функция приложенного электрического поля. Поэтому, прикладывая к образцу постоянное напряжение, имеем возможность управлять условиями считывания голограммы [9]. Оценим, какова должна быть величина приложенного электрического поля с тем, чтобы существенно нарушить условие считывания (2). Если линейные размеры голограммы  $d \times d \times d$ , то, как известно [8], угловая селективность голограммы  $\Delta\Theta_B \approx \Lambda / 2d$  и необходимое отклонение угла  $\Theta$  от брэгговского значения должно быть порядка  $\Lambda / 2d$ .

Рассмотрим два конкретных случая для одноосного кристалла  $\text{LiNbO}_3$ .

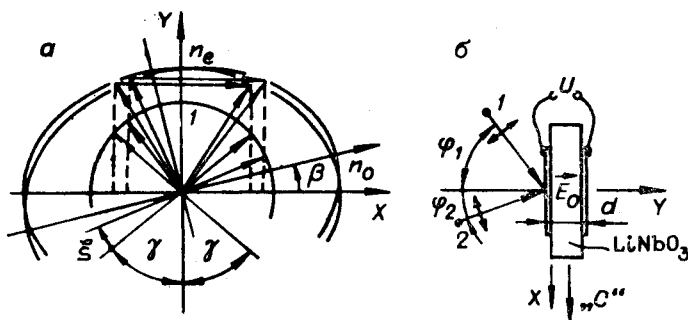


Рис. 5. «Продольный» вариант электрически управляемой дифракции света в LiNbO<sub>3</sub>:

а — геометрическое построение, иллюстрирующее нарушение брэгговских условий при приложении к образцу электрического поля; б — схема постановки эксперимента.

а) Продольный электрооптический эффект. В этом случае используется традиционная схема голографического эксперимента в LiNbO<sub>3</sub>: ось *S* параллельна линии пересечения плоскости падения световых пучков и поверхности кристалла; постоянное напряжение прикладывается к передней и задней граням образца, на которые нанесены полупрозрачные электроды (рис. 5, б).

Можно показать, что приложение электрического напряжения *U*, приводящее к повороту оптической индикатрисы при данной геометрии, эквивалентно повороту кристалла на угол [10]

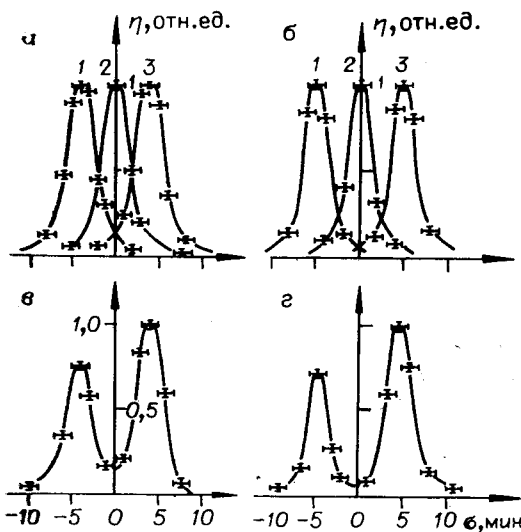
$$\xi = n^3 r_{51} U / d \cos \varphi. \quad (3)$$

Здесь *d* — толщина кристалла, *r*<sub>51</sub> — соответствующий электрооптический коэффициент,  $\varphi$  — угол падения считывающего пучка света на поверхность кристалла.

В LiNbO<sub>3</sub> при толщине кристалла  $d \approx 0,2$  см;  $\varphi \approx 60^\circ$  и  $\lambda = 0,63$  мкм отношение

$$\xi / U \approx 1 \text{ мин/кВ},$$

и эффект должен хорошо наблюдаться при приложении к образцу напряжения в несколько киловольт, поскольку угловая полуширина записываемых голограмм в этом случае составляет 3 ÷ 4 мин (рис. 6).



б) Поперечный электрооптический эффект. В наиболее «чистом» виде использование поперечного эффекта может быть при записи голограммы во встречных пучках (рис. 7). Приложение электрического поля

Рис. 6. Ориентационные зависимости дифракционной эффективности  $\eta$  при считывании светом необыкновенной поляризации (схема — на рис. 5, б):

а —  $\lambda = 0,63$  мкм; запись при  $U = 0$ , считывание при 1 —  $U = -4$  кВ, 2 —  $U = 0$  кВ, 3 —  $U = +4$  кВ; б — то же при  $\lambda = 0,44$  мкм; в —  $\lambda = 0,63$  мкм; запись при  $U = +4$  кВ и  $U = -4$  кВ, считывание при  $U = 0$  кВ; г — то же при  $\lambda = 0,44$  мкм. (Угол отсчитывается от положения образца, при котором происходила запись.)

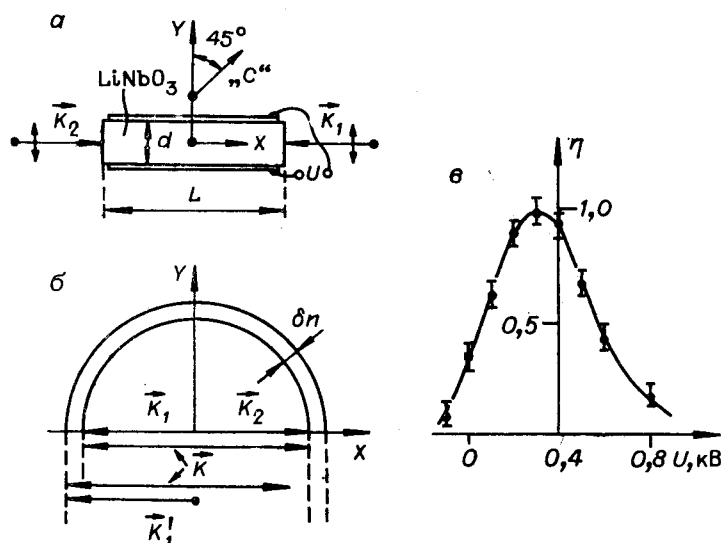


Рис. 7. «Поперечный» вариант электрически управляемой дифракции света в электрооптических кристаллах:

*a* — схема постановки эксперимента в  $\text{LiNbO}_3$ ; *b* — геометрические построения, иллюстрирующие нарушение брэгговских условий под действием внешнего постоянного электрического поля; *в* — зависимость дифракционной эффективности голограммы  $\eta$  от величины приложенного к образцу напряжения  $U$  ( $\eta$  изображена в относительных единицах,  $U$  отсчитывается от значения напряжения, при котором происходила запись).

в направлении, перпендикулярном распространению света, вызывает нарушение фазового синхронизма между считывающим и продифрагировавшим лучом. Расчет показывает, что ослабление дифрагированного луча приблизительно в два раза происходит при подаче внешнего напряжения величиной

$$U_{0,5} = dU_{\lambda/2}/2L. \quad (4)$$

Здесь  $L$  и  $d$  — длина и толщина кристалла соответственно,  $U_{\lambda/2}$  — полуволновое напряжение кристалла.

Любопытно отметить, что во всех случаях величины постоянных напряжений, обеспечивающих полное нарушение брэгговских условий, совпадают с величинами напряжений, приводящих в электрооптических модуляторах, построенных по аналогичным схемам, к повороту плоскости поляризации света на  $\pi/2$ .

Экспериментально приведенные выше соображения были проверены нами в  $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ . Полученные результаты, показанные на рис. 6 (продольный эффект) и рис. 7, *в* (поперечный эффект), в пределах погрешности эксперимента описываются в рамках проведенного теоретического анализа.

**Обобщение дифракционной теории Когельника.** (Дифракция с поворотом плоскости поляризации.) Выше были рассмотрены два конкретных примера, показывающие существенное влияние двупреломляющих и электрооптических свойств на условия дифракции света в фоторефрактивных средах. Вполне естественной представляется необходимость обобщения существующей теории дифракции света, разработанной Когельником для объемных голограмм, на случай таких сред. Теория Когельника [11] описывает фазовые объемные голограммы, характеризующиеся синусоидальным изменением скалярной величины — показателя преломления. Дифракционная эффективность при этом имеет вид

$$\eta = \sin^2(\pi \delta n d / \lambda \cos \Theta_B), \quad (5)$$

где  $\Theta_B$  — угол Брэгга в кристалле,  $d$  — толщина голограммы,  $\delta n$  определяется выражением для показателя преломления

$$n(\mathbf{r}) = n + \delta n \cos(\mathbf{kr}). \quad (6)$$

Приведенное выражение для дифракционной эффективности справедливо в том случае, если исходная среда изотропна, а амплитуда голографической решетки описывается скалярной величиной (например,  $\delta n$ ). В нашем случае, когда в кристалле имеются пространственно-неоднородные электрические поля, приводящие, в частности, к появлению недиагональных элементов тензора  $\epsilon$ , картина существенно усложняется. Не приводя подробных выкладок, дадим сразу окончательное выражение для дифракционной эффективности  $\eta$  голографической решетки наиболее общего вида, представляющей собой синусоидальное распределение тензора диэлектрической проницаемости среды:

$$\epsilon(\mathbf{r}) = \epsilon + \delta\epsilon \cos(\mathbf{kr}); \quad (7)$$

$$\eta = \sin^2[(\pi/\lambda)^2[(E_{01}\delta\epsilon E_{02})d]/(K_{1z}K_{2z})^{1/2}], \quad (8)$$

где  $E_{01}$  и  $E_{02}$  — амплитуды падающей и дифрагированной волн, нормированные так, что  $E_{01}E_{01} = E_{02}E_{02} = 1$ , а  $K_{1z}$  и  $K_{2z}$  — нормальные к поверхности кристалла компоненты волновых векторов тех же волн. Заметим, что при выводе формулы (8) тензор  $\delta\epsilon$  считается симметричным и  $E_{01}\delta\epsilon E_{02} = E_{02}\delta\epsilon E_{01}$ .

Каковы следствия из приведенного соотношения?

Во-первых, для наблюдения дифракции необходимо не только выполнить условие Брэгга ( $\pm\mathbf{K} = \mathbf{K}_1 - \mathbf{K}_2$ ), но и обеспечить выполнение условия  $E_{01}\delta\epsilon E_{02} \neq 0$ . При проведении экспериментов это, в частности, означает, что в некоторых случаях для наблюдения дифракции считывание нужно производить при другом угле падения светового луча, чем при записи.

Во-вторых, при считывании дифракция света, вообще говоря, происходит с поворотом плоскости поляризации. Например, в кристалле  $\text{LiNbO}_3$  для случая, когда ось  $C$  перпендикулярна плоскости падения, тензор  $\delta\epsilon$  имеет вид

$$\delta\epsilon = \begin{vmatrix} 0 & 0 & n_0^2 n_e^2 r_{51} \\ 0 & 0 & 0 \\ n_0^2 n_e^2 r_{51} & 0 & 0 \end{vmatrix} |\delta\mathbf{E}|. \quad (9)$$

Здесь  $\delta\mathbf{E}$  — амплитуда электрического поля решетки,  $n_0$  и  $n_e$  — обыкновенный и необыкновенный показатели преломления, а  $r_{ij}$  — электрооптические коэффициенты  $\text{LiNbO}_3$  [12].

Подобная дифракция экспериментально наблюдалась нами в  $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ . Запись и считывание при этом осуществлялись светом He-Ne лазера ( $\lambda = 0,63$  мкм), поляризованным перпендикулярно плоскости падения (необыкновенная поляризация). Для наблюдения дифракции использовался специальный считывающий луч с углом падения  $\xi$  в общем случае, существенно отличным от углов падения записывающих дифракционную решетку световых пучков:

$$\sin \xi_{1,2} = 0,5[(n_0(n_0 - n_e)/\sin \gamma) \pm 2\sin \gamma]. \quad (10)$$

Здесь  $2\gamma$  — угол скрещивания записывающих лучей (рис. 8). Однако при

$$\sin \gamma = 0,5(n_0(n_0 - n_e))^{1/2} \quad (11)$$

( $\gamma \approx 13^\circ$  для  $\lambda = 0,63$  мкм в  $\text{LiNbO}_3$ ) брэгговские условия для дифракции с поворотом плоскости поляризации выполняются одновременно

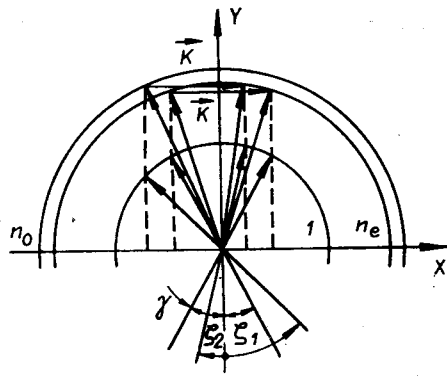


Рис. 8. Брэгговская дифракция света с поворотом плоскости поляризации в  $\text{LiNbO}_3$ ; ось  $C$  перпендикулярна плоскости падения.

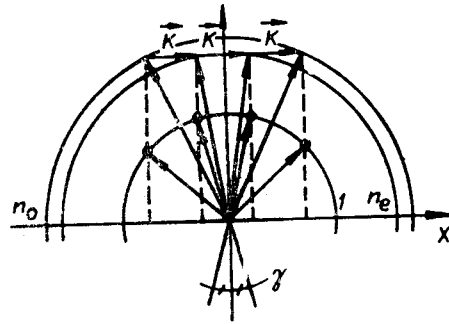


Рис. 9. Частный случай одновременного выполнения брэгговских условий для дифракции света с поворотом плоскости поляризации для обоих, записывающих дифракционную решетку необыкновенных световых пучков.

для обоих записывающих световых пучков (рис. 9). В этом случае отпадает необходимость в специальном считывающем пучке и уже в процессе записи наблюдались два дифракционных максимума первого порядка, противоположного по отношению к «обычной» брэгговской дифракции в изотропной среде знака.

Заметим, что дифракция с поворотом плоскости поляризации в двупреломляющих кристаллах может представить практический интерес, во-первых, для снижения уровня фона при считывании, так как нулевой порядок может быть погашен поляроидом, и, во-вторых, для считывания изображения на длине волны, отличной от той, при которой производилась запись. При этом имеется возможность значительно уменьшить aberrации в восстанавливаемом изображении.

**Разрешающая способность реверсивных сред в структурах типа PROM.** Запись информации в многослойных структурах типа PROM представляет большой практический интерес ввиду хорошей чувствительности, реверсивности, высокой дифракционной эффективности. Однако если рассматривать эту структуру как светочувствительную среду для записи голограмм, то следует отметить ее недостаточно высокую разрешающую способность. В литературе [13] имеются данные о разрешающей способности  $30 \div 40$  лин/мм,  $100 \div 200$  лин/мм при дифракционной эффективности  $\sim 1\%$  и  $300 \div 500$  лин/мм при исчезающе малом значении дифракционной эффективности. Детального теоретического анализа разрешающей способности структур типа PROM в литературе не встречается, хотя имеются работы по отдельным конкретным вопросам [14]. Поэтому остановимся на этой задаче несколько подробнее. Можно указать ряд факторов, ограничивающих разрешение среды.

а) Дрейф носителей поперек направления распространения света при записи изображения. Этот эффект может иметь место при косом падении записывающего света на прибор или из-за поперечных составляющих электрического поля заряда формирующего изображения. Указанная причина может иметь существенное значение в определенных случаях, однако отсутствие надежных данных о подвижности и концентрации носителей, скорости формирования заряда и т. п. не дает возможности сделать точные оценки в этом случае.

б) Уменьшение дифракционной эффективности на больших пространственных частотах за счет конечной толщины диэлектрика и кристалла в приборе. В этом случае разрешающая способность может быть рассчитана строго. Эти оценки будут даны ниже.



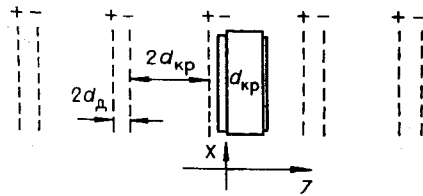


Рис. 10. Схема, поясняющая зависимость модуляционной функции структуры PROM от пространственной частоты.

в) Уменьшение разрешения вследствие комбинации конечной глубины слоя поглощения активного света и малой глубины резкости проектирующей оптики.

Остановимся на п. б) подробнее. Пусть имеется заряд на границе кристалл — диэлектрик с пространственной плотностью на единицу поверхности

$$\sigma = \sigma_0 (1 + \cos 2\pi f x). \quad (12)$$

Для того чтобы учесть влияние металлических заземленных (закороченных) электродов, построим вспомогательные плоскости зарядов путем зеркального отражения данной плоскости относительно электродов с переменной знака заряда на «противоположный» (рис. 10). Прямой расчет  $z$ -компоненты электрического поля в кристалле в случае, когда  $\epsilon_d = \epsilon_{кр}$ :

$$E_z = E_{z_0} \left\{ 1 + \frac{\cos 2\pi f x \left[ e^{-2\pi f z} - e^{-2\pi f (z + 2d_d)} \right] \left[ 1 + e^{-4\pi f (d_{кр} - z)} \right]}{\left[ 1 - e^{-4\pi f (d_{кр} + d_d)} \right]} \right\}. \quad (13)$$

Здесь  $E_{z_0} = \sigma_0 \pi$ ,  $\epsilon_{кр}$ ,  $\epsilon_d$ ,  $d_{кр}$ ,  $d_d$  — диэлектрическая проницаемость и толщина кристалла и диэлектрика соответственно. Смысл приведенного выражения весьма прост. Первое слагаемое в первой квадратной скобке описывает поле, создаваемое зарядом на заданной плоскости, второе слагаемое — поле от плоскости заряда, отраженного относительно левого электрода. Эти два члена играют определяющую роль при  $d_{кр} > d_d$ . Остальные слагаемые и знаменатель, учитывающие вклад других плоскостей зарядов, менее существенны для больших пространственных частот. Из формулы (13) видно, что для низких пространственных частот ( $f \rightarrow 0$ ) поле пропорционально  $d_d \epsilon_d / \epsilon_0 (d_{кр} + d_d)$ , а для высоких частот, когда  $f > 1/4\pi d_d$ , имеет значение только первое слагаемое. Поле убывает экспоненциально с увеличением расстояния от плоскости заряда. Таким образом, на высоких пространственных частотах «работает» только тонкий слой кристалла непосредственно вблизи плоскости заряда.

Выше приведено выражение для  $z$ -компоненты электрического поля в кристалле. Под действием этого поля происходит модуляция показателя преломления и, следовательно, фазы считываемого света. Выражение для пространственно-неоднородной части изменения фазы получается интегрированием формулы (\*) в пределах  $0 \leq z \leq d_{кр}$  и имеет вид

$$\varphi_{\sim} = \varphi_0 \cos 2\pi f x \frac{(1 - e^{-4\pi f d_{кр}})(1 - e^{-4\pi f d_d})}{2\pi f [1 - e^{-4\pi f (d_{кр} + d_d)}]}, \quad (14)$$

где  $\varphi_0 = \frac{\pi \sigma_0}{\lambda \epsilon_0 \epsilon_{кр}} n_0^3 r_{41}$  ( $n_0$  и  $r_{41}$  — показатель преломления и электрооптический коэффициент кристалла соответственно).

Выше мы рассмотрели продольную компоненту поля. Аналогичным образом может быть получено выражение и для поперечной компоненты ( $E_x$ ). Однако фазовой модуляции света эта компонента не вызывает, поскольку при распространении света вдоль оси четвертого порядка в интересующих нас кристаллах с симметрией 23 ( $43m$ ) поперечный электрооптический эффект равен нулю.

Экспериментально результаты расчетов проверялись на симметричной структуре (диэлектрик покрывал кристалл с двух сторон). В каче-

стве активного материала использовался кристалл  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  ( $d_{\text{кр}} = 500$  мкм,  $\epsilon_{\text{кр}} = 56$ ), в качестве диэлектрика — полипараксилилен ( $d_{\text{д}} = 4$  мкм,  $\epsilon_{\text{д}} = 2,6$ ). Активная область прибора составила  $16 \times 20$  мм<sup>2</sup>, чувствительность к свету  $\lambda = 441$  нм, определенная по контрасту 1:е на низких пространственных частотах, 50 эрг/см<sup>2</sup>. На приборе светом He-Cd лазера голографическим методом записывалась синусоидальная картина и измерялась дифракционная эффективность прибора в зависимости от пространственной частоты записи. Этим способом удалось зафиксировать запись до 700 лин/мм. Полученные результаты сравнивались с расчетом (14), рис.

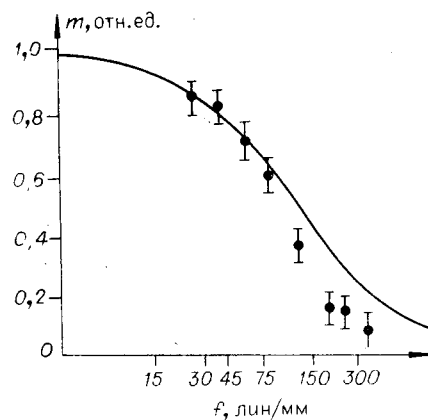


Рис. 11. Зависимость квадратного корня дифракционной эффективности структуры PROM от величины пространственной частоты.

11. При малых пространственных частотах наблюдается хорошее соответствие расчета с экспериментом. Однако в области пространственных частот  $f > 100$  заметную роль начинают играть и другие механизмы ограничения дифракционной эффективности.

Таким образом, показано, что в области рабочих частот прибора наиболее существенные ограничения — электростатические: величину разрешающей способности в приборах такого типа определяет толщина диэлектрика. Следует отметить, что качество диэлектрических слоев во многих случаях определяет и качество прибора, поскольку неоднородности диэлектрической проницаемости и толщины диэлектрика оказывают влияние на величину оптического шума прибора.

В заключение авторы выражают благодарность М. В. Красинковой и В. И. Березкину за помощь в проведении экспериментов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ashkin A., Boyd G. D., Dziedzic J. M., Smith R. G., Balman A. A., Nassau K. Optically induced refractive index inhomogeneities in  $\text{LiNbO}_3$  and  $\text{LiTaO}_3$ .—“Appl. Phys. Lett.”, 1966, vol. 9, p. 72.
2. Chen F. S., LaMacchia J. T., Fraser D. B. Holographic storage in  $\text{LiNbO}_3$ .—“Appl. Phys. Lett.”, 1968, vol. 13, p. 223.
3. Von der Linde D., Glass A. M. Photorefractive effects for reversible holographic storage of information.—“Appl. Phys.”, 1975, vol. 8, p. 85; Amodei J. J., Staebler D. L. Holographic recording in  $\text{LiNbO}_3$ .—“RCA Rev.”, 1972, vol. 33, p. 71.
4. Feinleib J., Oliver D. S. Reversible optical image storage and processing device.—“Appl. Opt.”, 1975, vol. 14, p. 2752.
5. Glass A. M., Von der Linde D., Auston D. H., Negran T. J. Excited state polarisation, bulk photovoltaic effect and the photorefractive effect in electrically polarized media.—“J. Electron. Mater.”, 1975, vol. 4, p. 915; Kürz H., Kratzig E. Spectroscopic investigation of the photorefractive recording and erasure process in  $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ .—“Appl. Phys. Lett.”, 1975, vol. 26, p. 635; Леванюк А. П., Осипов В. В. К теории фотоиндуцированного изменения показателя преломления.—«ФТТ», 1975, т. 17, № 12, с. 3595; Белиничер В. И., Канаев И. Ф., Малиновский В. К., Стурман Б. И. Исследование эффекта оптического повреждения в кристаллах ниобата лития.—«ФТТ», 1976, т. 18, № 8, с. 2256.
6. Степанов С. И., Камшилин А. А., Петров М. П. Особенности записи объемных голограмм в одноосных кристаллах.—«ФТТ», 1977, т. 19, № 3, с. 721.
7. Какичашвили Ш. Д. Поляризованный свет в голографии и методы поляризационной записи.—«Труды V школы по голографии и когерентной оптике». Л., изд. ЛИЯФ, 1973, с. 511.
8. Кольер О., Беркхарт К., Лин Л. Оптическая голография. М., «Мир», 1973.
9. Kenan R. P., Verber C. M., Wood Van E. Wide-angle electrooptic switch.—“Appl. Phys. Lett.”, 1974, vol. 24, p. 428; Mikami O. Electro-optic light modulation with holographic gratings stored in a Cu-diffused  $\text{LiNbO}_3$  plate.—“Opt. Comm.”, 1976, vol. 19, p. 42.

10. Степанов С. И., Камшилин А. А., Петров М. П. Электрически управляемая дифракция света на объемных голограммах в электрооптических кристаллах.— «Письма в ЖТФ», 1977, т. 3, № 2, с. 89.
11. Kogelnik H. Coupled-wave theory for volume holographic gratings.— "Bell Syst. Techn. J.", 1969, vol. 24, p. 428.
12. Кузьминов Ю. С. Ниобат и танталат лития. М., «Наука», 1975.
13. Клико А. Т., Котляр П. Е., Нежевенко Е. С., Фельдбуш В. И., Шибанов В. С. Пространственно-временные модуляторы света на монокристаллах  $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ .— «Автоматика», 1976, № 4, с. 34; Хоменко А. В., Петров М. П., Ковалев Н. Н. Оптическая запись информации в ПРОМ-структуре на основе  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ .— «Письма в ЖТФ», 1976, т. 2, № 23, с. 1095; Lipson S. G., Nisenso P. Imaging characteristics of Iteck PROM.— "Appl. Opt.", 1974, vol. 13, p. 2052.
14. Roach W. R. Resolution of electrooptic light valves.— "IEEE Trans.", 1974, vol. ED-21, p. 453.

Поступила в редакцию 11 мая 1977 г.

УДК 537.226 : 535.21

И. Ф. КАНАЕВ, В. К. МАЛИНОВСКИЙ, Б. И. СТУРМАН

(Новосибирск)

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОВОДИМОСТИ И ФОТОИНДУЦИРОВАННОГО ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЯ В КРИСТАЛЛАХ $\text{LiNbO}_3$

1. Эффект оптического повреждения (ЭОП), т. е. индуцированное светом изменение показателя преломления электрооптических кристаллов  $\text{LiNbO}_3$ , исследуется у нас около 10 лет. Природа ЭОП, однако, до конца не ясна. Причиной тому — разнообразие физических факторов (зачастую неконтролируемых), оказывающих влияние на запись: предистория кристалла, состав примесей, стехиометрия и т. п.

К настоящему времени известно несколько моделей ЭОП [1—4]. Наибольшее распространение получили так называемые полевые модели, связывающие изменение показателя преломления с возникновением в освещенной области кристалла электрического поля  $E_{\text{вн}}$ . Механизмы разделения зарядов под действием света могут быть различными. Это дрейф фотоэлектронов в изначальном (ченовском) поле [1], диффузия зарядов, связанная с неоднородностью освещения [2], и, наконец, фотогальванический эффект [3].

Несмотря на внутренние различия, полевые модели приводят, в сущности, к одинаковым внешним проявлениям. В частности, распределение показателя преломления  $\Delta n(x, y, z)$  должно носить электрооптический характер, т. е. повторять профиль некоего электростатического поля. Времена стирания и записи должны определяться проводимостью кристаллов. При этом под действием освещения проводимость  $\sigma$  должна меняться очень значительно (на несколько порядков). Только этим может быть достигнуто большое различие времен записи и стирания. Большинство авторов связывают изменение  $\sigma$  с фотопроводимостью. Здесь уместно отметить, что приводимые в литературе данные по проводимости и фотопроводимости имеют большой разброс. Так, по темновой проводимости  $\sigma_0$  он составляет 6 порядков! (от  $10^{-12}$  [3] до  $10^{-18}$  Ом·см [1]). Поэтому сопоставление различных данных,