

В описанных выше экспериментах I_2 — просто отраженная волна накачки I_1 , которая, пройдя через записывающий кристалл, была ослаблена вследствие поглощения и отражения: $I_2(x=d)/I_1(x=0)$ равно всего лишь $\approx 0,6$. При увеличении интенсивности отраженной накачивающей волны до $I_2 \approx 200$ мВт/см² получается ($I_2(x=d)/I_1(x=0) \approx 2$) и отражение ρ увеличивается до $\rho = 25\%$ при параметрах, приведенных на рис. 5, и $E_0 = 8$ кВ/см. Полученное значение является одной из самых больших измеренных амплитуд отражения обращенной волны. Итак, при проведении эксперимента так, как это было сделано для BaTiO₃ [11], фазовое обращение с одновременным усилением может быть получено при гораздо более коротких временах отклика и для видимых длин волн в области $\lambda = 400-600$ нм.

Эффект восстановления волнового фронта лазерного пятна, искаженного неровной поверхностью стеклянной пластинки при четырехволновом взаимодействии в восстановленном KNbO₃, иллюстрируется рис. 6. Кроме статических фазовых искажений, могут быть скомпенсированы и динамические фазовые неоднородности, возникающие внутри самой фото-рефрактивной среды, так как время записи при использовавшихся выше уровнях мощности и $\lambda = 600$ нм — порядка 100 мс. Это время отклика может быть еще более уменьшено увеличением интенсивности света или использованием источников света с более короткой длиной волны.

ЛИТЕРАТУРА

1. Staebler D. L. Holographic recording materials.— In: Topics in Applied Physics/Ed. Smith H. M. Berlin: Springer, 1977, vol. 20, Ch. 4.
2. Kukhtarev N. V., Markov V. B., Odulov S. G., Soskin M. S., Vinetskii V. L.— Ferroelectrics, 1979, vol. 22, p. 949, 961.
3. Krumins A., Günter P.— Appl. Phys., 1979, vol. 19, p. 153.
4. Yariv A.— IEEE J. Quant. Electr., 1978, vol. QE-14, p. 650.
5. Huignard J. P., Herriau J. P., Rivet G., Günter P.— Opt. Lett., 1980, vol. 5, p. 102.
6. Günter P. (to be published).
7. Kukhtarev N., Odulov S.— Opt. Comm., 1980, vol. 32, p. 183.
8. Feinberg J., Hellwarth R. W.— Opt. Lett., 1980, vol. 5, p. 519; 1981, vol. 6, p. 257.
9. Günter P. and Micheron F.— Ferroelectrics, 1978, vol. 18, p. 27.
10. Günter P., Krumins A.— Appl. Phys., 1980, vol. 23, p. 199.
11. Feinberg J., Heimann D., Tanguay Jr. A. R., Hellwarth R. W.— J. Appl. Phys., 1980, vol. 51, p. 1297.
12. Günter P.— Phys. Reports, 1983 (to be published).

Поступила в редакцию 13 февраля 1983 г.

УДК 537.226 : 535.21

И. Ф. КАНАЕВ, В. К. МАЛИНОВСКИЙ

(Новосибирск)

СДВИГОВЫЕ ГОЛОГРАММЫ В КРИСТАЛЛАХ НИОБАТА ЛИТИЯ

Исследования последних лет показывают, что запись сдвиговых голограмм может быть объяснена несколькими механизмами. Ниже представлены новые экспериментальные данные о временных и амплитудных характеристиках голограмм в кристаллах LiNbO₃. Предложена качественная модель, в которой запись сдвиговых голограмм связана с изменением фотоэлектрических характеристик кристалла.

Модели голографической записи и их экспериментальное подтверждение. Установлено [1], что кристаллы, облученные светом интенсивностью

$$I(x) = I_0(1 + m \cos Kx), \quad (1)$$

меняют показатель преломления (n), причем в некоторых случаях распределение $\Delta n(x)$ сдвинуто относительно $I(x)$ на угол φ :

$$\Delta n(x) = (\Delta n)_0 [1 + m' \cos (Kx + \varphi)]. \quad (2)$$

В выражениях (1), (2) m и m' — коэффициенты модуляции, $K = 2\pi/\Lambda$ — вектор записываемой решетки, Λ — шаг решетки.

Основная причина изменений n — возникновение в кристалле макроскопических полей E_n , которые из-за линейного электрооптического эффекта модулируют Δn : $\Delta n = \alpha E_n$. Генерация полей E_n обусловлена током

$$j = \sigma E + qDdN/dx + G\kappa I. \quad (3)$$

Член σE возник вследствие дрейфа носителей в электрических полях E (при отсутствии внешних приложенных полей $E = E_n$), σ — сумма темновой (σ_T) и фото (σ_Φ)-проводимостей). Второй член связан с диффузией свободных носителей (N) с зарядом q . Ток $j_{\Phi\Gamma} = G\kappa I$ (G — коэффициент Гласса, пропорциональный длине переноса заряда; κI определяет число зарядов, участвующих в ФГЭ) обусловлен фотогальваническим эффектом (ФГЭ), присущим сегнетоэлектрикам. Его природа до конца не установлена, но проявления в токе и в больших ($\sim 10^5$ В/см) полях хорошо известны [2].

К настоящему моменту существует несколько моделей, объясняющих фазовый сдвиг между $I(x)$ и $\Delta n(x)$. Применительно к ниобату лития первое объяснение, которое активно используется до сих пор, дано Амодеем [1]. Им показано, что фазовый сдвиг может возникать из-за диффузионного механизма переноса зарядов ($j_{\text{диф}}$). Как видно из (3) и (1), максимумы $j_{\text{диф}}$ сдвинуты относительно максимумов плотности свободных зарядов $N \sim I$ на четверть периода, что приводит к такому же сдвигу поля $E_{\text{диф}}$, генерируемого диффузионным током. Величина $E_{\text{диф}}$ зависит от температуры кристалла T и шага решетки Λ :

$$E_{\text{диф}} = 2\pi kT/q\Lambda. \quad (4)$$

В работах Амодеева и ряда других авторов найдено, что в чистых кристаллах LiNbO_3 амплитуда сдвинутой компоненты записи близка к $E_{\text{диф}}$.

Однако авторы [3] установили, что в исследуемых ими образцах $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ амплитуда сдвинутой компоненты значительно превышает $E_{\text{диф}}$. Для объяснения этого факта [3, 4] привлекались ФГЭ. Авторы предполагают, что длина переноса ($L_{\Phi\Gamma}$) заряда ФГ механизмом тока не столь мала, чтобы пренебречь ею в расчетах, как это обычно делалось. Конечная длина переноса приводит к смещенному относительно $I(x)$ току:

$$j_{\Phi\Gamma} = G\kappa I_0 \left(1 + \frac{m}{[1 + (KL_{\Phi\Gamma})^2]^{1.2}} \right) \cos(Kx + \varphi), \quad (5)$$

где $\varphi = \tan^{-1} KL_{\Phi\Gamma}$. При $KL_{\Phi\Gamma} = 2\pi L_{\Phi\Gamma}/\Lambda \rightarrow 0$ выражение (5) преобразуется в обычно употребляемую формулу

$$j_{\Phi\Gamma} = G\kappa I_0(1 + m \cos Kx). \quad (6)$$

Экспериментальные данные, полученные в [3], соответствуют $\varphi = 20^\circ$, что отвечает длине переноса 24 нм.

Другой механизм, объясняющий поля, большие $E_{\text{диф}}$ в сдвинутой компоненте записи, предложен в работе [5]. В ней предполагается, что наличие неоднородного потенциального рельефа зоны проводимости может приводить к сильному различию транспортных свойств термализованных (холодных) и нетермализованных (горячих) фотоэлектронов. Горячие электроны менее чувствительны к потенциальному рельефу и обладают большей подвижностью. В результате возможна ситуация, когда явления переноса осуществляются в основном горячими электронами. Как показано в [5], величина поля, генерируемого диффузией горячих

электронов, может превышать $E_{\text{диф}}$ в $T_{\text{эф}}/T$ раз ($T_{\text{эф}}$ — эффективная температура горячих электронов).

Сдвиговая запись может быть осуществлена и за счет дрейфовых токов [6], если длина дрейфа $L_{\text{др}}$ сравнима с шагом решетки. В этом случае распределение дрейфового тока будет сдвинуто относительно $I(x)$ аналогично (5). Более подробный анализ записи во внешних полях [4] показывает, однако, что сдвиг имеет место только в начале экспозиции, поскольку с приближением к стационарному состоянию величина поля и вместе с ней $L_{\text{др}}$ стремятся к нулю. Из расчетов авторов следует, что и сдвиг фаз в стационарном состоянии стремится к нулю.

Авторы [4] учитывали только приложенные извне поля, которые могут быть скомпенсированы пространственным зарядом, перенесенным дрейфовым током. Но возможна ситуация, когда поле постоянно. Например, в незакороченном кристалле полный ток (3) в стационарном состоянии равен нулю, и за счет ФГЭ в освещенной области поддерживается постоянное поле $E = j_{\text{ФГ}}/\sigma$. В результате $L_{\text{др}}$ будет оставаться постоянной и даст вклад в сдвиговую запись и в стационарном состоянии.

Как видно из этого краткого обзора, вклад в сдвиговую запись могут дать три несколько отличающихся по физической природе токовых механизма: дрейф, ФГЭ, диффузия горячих и термализованных электронов.

В большинстве работ, посвященных голографической записи, фазовый сдвиг интерпретируется классическим диффузионным механизмом.

Обычно сильным аргументом в пользу диффузионной природы сдвиговой записи считают удовлетворительное совпадение поля в записи с $E_{\text{диф}}$. Амплитуды поля, полученные в [3], значительно превышают $E_{\text{диф}}$, что указывает на наличие еще какого-то более сильного механизма сдвиговой записи. Возможно, что только этот механизм и определяет сдвиговую запись, но в силу его зависимости от параметров образца (степень химической чистоты и др.) в какой-то группе кристаллов определяемое им поле близко по величине $E_{\text{диф}}$. Выдвинутое предположение подтверждается таким фактом: соответствие поля в записи с $E_{\text{диф}}$ находят в основном в чистых образцах LiNbO_3 [7, 8].

На практике амплитуда сдвиговой записи определяется по эффективности голограммы η и наличию взаимодействия между записывающими пучками. В случае равенства пучков на входе в кристалл $I_{01} = I_{02} = I_0$ их интенсивности после прохождения кристалла подчиняются соотношению

$$I_{1,2} = I_0 [1 \pm 2(\eta - \eta^2)^{1/2} \sin \varphi]. \quad (7)$$

Здесь $\varphi = \arctg \Delta n_n / \Delta n_c$; Δn_n — амплитуда несдвинутой решетки, повторяющей распределение $I(x)$; Δn_c — амплитуда сдвинутой на $\pi/2$ решетки; $\eta = \sin^2 A \sqrt{\Delta n_n^2 + \Delta n_c^2} = \sin^2 A' \Delta n_n$.

Реально в построении голограммы могут участвовать либо одновременно два механизма, записывающие несдвинутую Δn_n и сдвинутую Δn_c решетки, либо один механизм, записывающий одну решетку Δn_n , смещенную на некоторый угол φ , определяемый длиной переноса заряда. Ясно, что, измеряя $I_{1,2}$ и η , нельзя определить, какой из отмеченных случаев реализуется. При записи голограмм в LiNbO_3 обычно обнаруживаются обе компоненты: Δn_c и Δn_n , например, в работе [7] соотношение $\eta_c/\eta_n \approx 1/10$. Вывод о соответствии с диффузионной моделью записи основан на том, что η_c по величине близка к модельной. Однако наличие η_n , причем значительно большей, чем η_c , указывает, что реально могла быть записана решетка Δn_n и соответствие с модельной величиной случайно.

В качестве дополнительного доказательства диффузионной модели записи в некоторых работах приводятся эксперименты зависимости η от шага решетки Λ . Зависимость от Λ обусловлена соотношением (4). Но сдвинутая на $\pi/2$ компонента решетки Δn_n , записанная за счет ФГЭ (5),

имеет зависимость от Λ , аналогичную (4), т. е. функциональное поведение η от Λ в разных механизмах одинаково.

Резюме: амплитуда сдвиговой компоненты записи колеблется в широких пределах и может как совпадать с $E_{\text{диф}}$, так и значительно превышать ее. Это предопределяет необходимость поиска новых данных для выяснения механизма сдвига.

Методика экспериментов. В работе [9] отмечается неправильная постановка большей части экспериментов по голографической записи. Условия их проведения не соответствовали ни закороченному, ни изолиро- кристалле.

Следует отметить, что в эксперименте реализовать условия незакороченного кристалла трудно. Во-первых, вследствие пробоя (или замыкания) по поверхности полей, генерируемых ФГ-током, что мешает достичь стационарного состояния, определяемого условием $j = 0$. Во-вторых, из-за наведенного рассеяния, которое меняет размеры и направление пучков.

В наших экспериментах выполнялись условия закороченного кристалла. Закачивание осуществлялось в основном помещением образца в кювету с водой. Облучение толстых образцов проводилось так, чтобы весь объем между гранями, перпендикулярными вектору записывающей решетки, был освещен. В тонких образцах закоротка считалась близкой к идеальной, когда размеры облучаемой области превышали толщину образца в 10 и более раз.

Запись осуществлялась светом аргонового лазера ($\lambda = 0,51$ мкм). В процессе записи контролировались интенсивности пучков на выходе из кристалла и дифракционная эффективность. Исследовалась только центральная часть ($0,1 \div 0,2$) облучаемой области (угол схождения лучей 18°). Отношение интенсивностей пучков на входе в кристалл близко к 1. Вектор записываемой решетки направлялся вдоль оптической оси кристалла. Поляризация пучков перпендикулярна плоскости падения, т. е. запись (и считывание) проводилась обыкновенными пучками.

Экспериментальные результаты. Исследовались как номинально чистые, так и легированные Fe и Cu кристаллы LiNbO_3 . На рис. 1 приведены данные, полученные на номинально чистом образце. Его толщина 6 мм. Как и на других рисунках, здесь введены следующие обозначения: I_1, I_2 — интенсивности записывающих пучков, прошедших кристалл; I_0 — интенсивность пучков на входе; η — дифракционная эффективность; E_c и E_n — амплитуды полей сдвинутой на $\pi/2$ и несдвинутой компонент голограммы. Индексы «0» поставлены над кривыми, полученными в экспериментах с внешним полем $E = 4$ кВ/см. Непосредственно измеряемыми величинами являются $I_{1,2}$, η , а для получения E_c и E_n использованы соотношения (7), (8) (см. обсуждение результатов).

В экспериментах фаза решетки контролировалась не только в процессе записи, но и при стирании. Для этого в цикле стирания записывающие лучи либо сильно ослаблялись, либо их интенсивность оставалась прежней, но при этом регистрация проводилась при кратковременном включении. Для стирания использовался третий луч, который вводился в кристалл под углом, не равным брэгговскому.

На рис. 2, 3 представлены результаты эксперимента на кристалле, легированном Fe $\approx 0,006$ вес.%, толщина образца 0,3 мм. Данные рис. 3 получены при дополнительной подсветке кристалла третьим лучом. Его интенсивность в 5 раз больше I_0 ; этим же лучом осуществлялось стирание.

На рис. 4 приведены характеристики, полученные на кристалле, сильно легированном Fe (0,07 вес.%, толщина 0,3 мм).

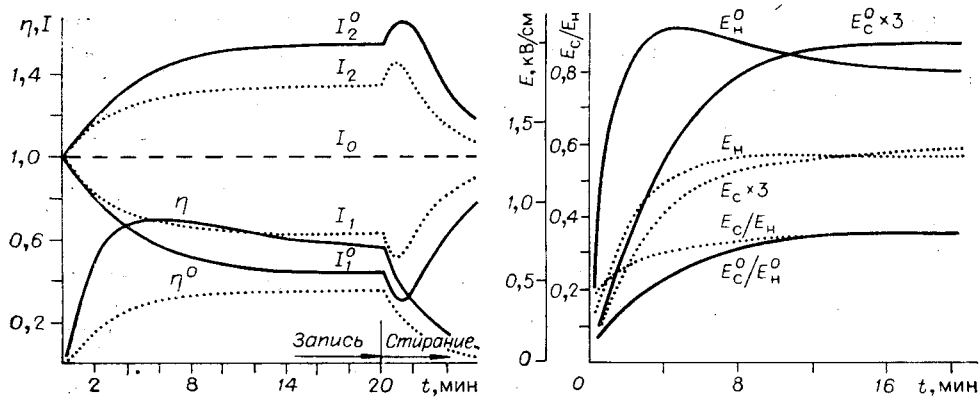


Рис. 1.

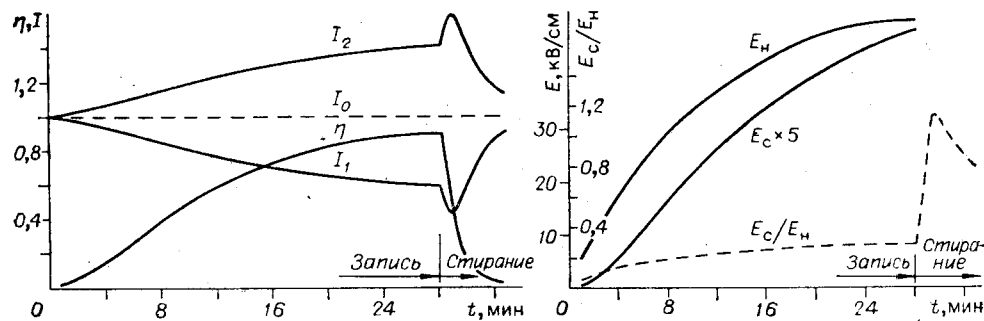


Рис. 2.

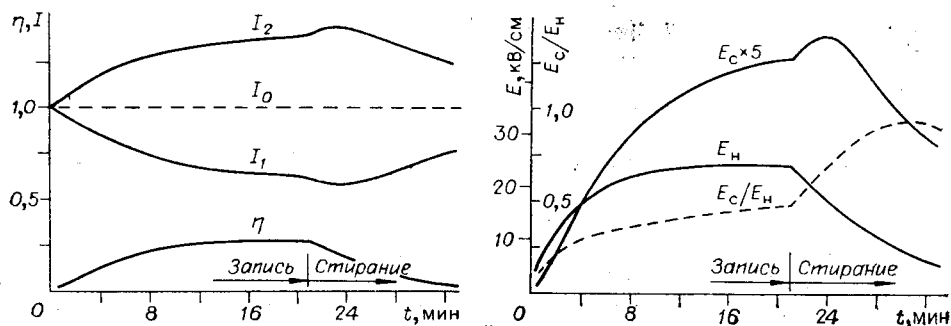


Рис. 3.

Эксперименты проводились с большим числом кристаллов, но изложенные здесь данные в достаточной степени отражают особенности поведения изучаемых характеристик. Рассмотрим наиболее интересные особенности.

1. С увеличением степени легирования отношение сдвиговой $\Delta n_c \sim E_c$ компоненты к несдвиговой $\Delta n_n \sim E_n$ стремится к малой величине. По абсолютной величине Δn_n растет монотонно (насыщение в области концентраций $Fe \geq 0,01$ вес. %), а Δn_c имеет максимум при концентрации $Fe \approx 0,006$ вес. %.

2. Отношение $\Delta n_c/\Delta n_n$ можно изменять применением подсветки. С увеличением интенсивности подсвечивающего луча $\Delta n_c/\Delta n_n$ растет (абсолютные величины уменьшаются). Эта и следующие особенности имеют место независимо от концентрации примеси.

3. Время записи и стирания Δn_c больше чем Δn_n .

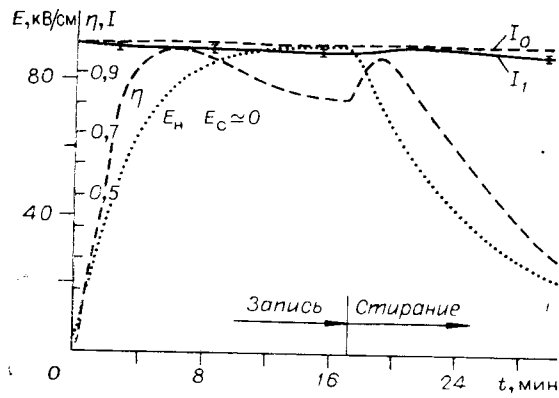


Рис. 4.

стационарном состоянии. Начиная со второго цикла зависимости хорошо воспроизводятся. На рис. 1—4 приведены результаты, имеющие место не в первом цикле «запись — стирание».

Обсуждение результатов. В выбранной геометрии записи

$$\eta = \sin^2(\pi n_0^3 r_{13} E_z d / \lambda_0 \cos \theta). \quad (8)$$

Подставив справочные данные [11] ($n_0 = 2,35$, $r_{13} = 8,6 \cdot 10^{10}$ см/В) и экспериментальные ($\theta = 9^\circ$, $\lambda = 0,51$ мкм), получим ожидаемую в классической диффузионной модели величину поля $E_{\text{диф}} \approx 1000$ В/см. В кристалле толщиной $d = 6$ мм (см. рис. 1) это поле должно дать сдвинутую на $\pi/2$ запись с $\eta_c = 16 \cdot 10^{-2}$. Экспериментальная величина η_c , определенная из (7) и стационарного значения $I_{1,2}$, равна $3,5 \cdot 10^{-2}$, что соответствует полю $E_c = 500$ В/см, т. е. в 2 раза меньше ожидаемого.

На кристалле, толщина которого в 20 раз меньше предыдущего (см. рис. 2), за экспериментальную перекачку энергии отвечает $\eta_c \approx 4 \cdot 10^{-2}$, ожидаемая $\eta_{\text{диф}} = 4 \cdot 10^{-4}$, т. е. на этом образце разница с диффузионной моделью — 2 порядка, причем в сторону увеличения.

На образце с большим содержанием Fe (см. рис. 4) перекачка энергии, а соответственно и η_c , отсутствуют. Для увеличения точности сделана попытка исследовать η_c на более толстых образцах с таким же содержанием Fe. На них подобные измерения оказались невозможными из-за сильного рассеяния. Слабое, практически не мешающее рассеяние было на образцах, легированных Cu (0,03 вес. %). На кристалле толщиной 3 мм ожидаемая $\eta_{\text{диф}} = 4 \cdot 10^{-2}$, однако экспериментальные значения $\eta_n = 3 \cdot 10^{-1}$, а $\eta_c < 10^{-2}$.

Тот факт, что E_c может быть меньше классического $E_{\text{диф}}$, указывает на неприспособленность диффузии к записи сдвиговых голограмм.

Проанализируем временные характеристики записи и стирания, принимая во внимание следующий вывод, вытекающий из представлений, принятых в ФГ и диффузионных моделях. Отношение между амплитудами сдвинутой и несдвинутой компонент при записи в закороченном кристалле должно сохраняться во времени, т. е. $E_c(t)/E_n(t) = \text{const}$. Это является следствием того, что временные характеристики генерации и релаксации электрических полей определяются одним и тем же множителем $e^{-t/\tau}$. На рис. 1—3 представлен временной ход отношения $E_c(t)/E_n(t) = \arcsin \sqrt{\eta_c(t)} / \arcsin \sqrt{\eta_n(t)}$. η_c находилось из (7) и экспериментальной зависимости $I_{1,2}(t)$, а η_n — из экспериментальной кривой $\eta(t)$ и соотношения $\eta(t) = \eta_n(t) + \eta_c(t)$. Как видно из рисунков, E_c/E_n сохраняется. Развитие E_c отстает во времени. Следует, конечно, учитывать, что уравнение перекачки (7) применимо при $\eta_c \ll 1$, но область небольших η ($\leq 0,02$) характеризуется большими изменениями E_c/E_n . Еще более резкое временное различие наблюдается в процессе стирания. Как видно из рис. 1—3, на начальной стадии стирания перекачка энер-

4. Амплитуда сдвиговой компоненты в начальный момент стирания не уменьшается, а увеличивается.

Следует отметить, что эффективность и перекачка энергии между пучками существенно зависят от числа циклов «запись — стирание». При первом облучении η , как правило, больше, чем в последующих, от нескольких процентов до двух раз и направление перекачки в начале экспозиции не всегда совпадает с направлением в

гии растет, в то время как $\eta = \eta_n + \eta_c$ падает. Поскольку за перекачку отвечает член $2(\eta_c - \eta_c^2)^{1/2}$, приходим к выводу, что в начальный момент процесса стирания сдвинутая компонента не стирается, а продолжает записываться. Так как стирание проводилось не брэгговским пучком, то появление второго луча, необходимого для осуществления записи, исключено, т. е. дополнительная запись η_c происходит при равномерном распределении интенсивности. Надо отметить, что небольшая доля η_c ($\approx 1/10$) не стирается за времена $> 10\tau_1$ (τ_1 — характерное время стирания η_n).

Ни ФГ-модель с большой длиной переноса заряда, ни модели диффузии холодных и горячих электронов не могут объяснить временную задержку записи и стирания E_c , а также увеличение амплитуды E_c в процессе стирания. Отсутствие заметного вклада диффузионных механизмов в сдвиговую запись указывает на то, что в кристаллах типа LiNbO_3 носители сильно связаны с решеткой и процессы переноса в них осуществляются прыжковыми механизмами.

Обсудим вопрос о согласованности представленных результатов с имеющимися в литературе. Временные характеристики $\eta_c(t)$ и $\eta_n(t)$ в литературе отсутствуют, относительно же других данных мнения довольно противоречивы. Например, есть совпадение данных с диффузионной моделью [7, 8, 12], и имеются утверждения об отсутствии диффузионной записи [13]; обнаружено как отсутствие перекачки в легированных кристаллах [14—16], так и ее наличие, причем с амплитудой, которая не объясняется в рамках диффузионной модели [3]. Реальных противоречий, по-видимому, нет, поскольку авторы имели дело с разными по предыстории кристаллами, содержащими разный процент примеси, и т. д. Суммарный результат работ многих авторов совпадает с результатом, приведенным выше: амплитуда сдвиговой записи имеет максимум в кристаллах с небольшим содержанием примеси и минимум — в номинально чистых и сильно легированных.

Возможный механизм записи сдвиговых голограмм. Известно [17], что коэффициент G , связывающий ФГ-ток и интенсивность ($j_{\text{ФГ}} \sim G\kappa I$), под действием светового облучения претерпевает существенные изменения. Если не конкретизировать механизм изменений и принять, что G является функцией интенсивности (1) и в соответствии с ней модулируется по закону

$$G = G_0(1 + m \cos(Kx + \varphi)), \quad (9)$$

то сдвиг между $I(x)$ и полем, генерируемым ФГЭ, становится очевидным.

Характерное и яркое доказательство изменения G под действием облучения имеется в работе [18]. Авторы проводили запись голограмм в кристаллах LiNbO_3 при $T = 150 \div 300^\circ\text{C}$. Дифракционная эффективность записанных голограмм отвечала небольшому (≈ 100 В/см) полю. После быстрого охлаждения кристаллы облучались однородным светом, что приводило к восстановлению голограмм, поле которых соответствовало 12 кВ/см. Авторы дают следующую интерпретацию. Поле, генерируемое ФГЭ, возбуждает ток проводимости σE , который при повышенных температурах осуществляется ионами. В результате происходит модуляция плотности атомов, ионы которых участвуют в дрейфе. Модуляция атомов приводит к модуляции G , причем при комнатной температуре наведенные изменения не стираются. Авторы не интересовались фазой, но нетрудно показать, что в этих опытах восстановленная решетка должна быть сдвинута относительно $I(x)$ на $\pi/2$. Действительно, из данных рис. 4 следует, что распределение поля, обусловленное ФГЭ, совпадает по фазе с $I(x)$, $E(x) = E_0(1 + \cos Kx)$. Распределение же заряда

$$\rho(x) \sim dE/dx \sim KE_0 \sin Kx \quad (10)$$

сдвинута на четверть периода. Поскольку распределение атомов, перенесенных дрейфом, совпадает с распределением $\rho(x)$, $G(x)$ оказывается сдвинута относительно $I(x)$ на $\pi/2$.

Имеются сведения о влиянии на ФГЭ химического состава примесей, их плотности; количества кислородных вакансий; недостатка или избытка Li и Nb; отношения зарядовых состояний Fe^{+2}/Fe^{+3} и т. д. Вероятнее всего, влияние этих факторов в значительной степени связано с изменением G .

При записи голограмм наиболее сильные изменения должны происходить в зарядовом состоянии центров, отвечающих за ФГЭ. Действительно, если, например, ФГ-ток генерирует поле 100 кВ/см, то в голограмме с шагом 1 мкм амплитуда ρ_0 плотности перенесенных зарядов достигает 10^{17} . Такое перераспределение вызовет полную модуляцию зарядового состояния в образцах с довольно большой плотностью ФГ-центров ($\approx 10^{17}$). Очевидно, G будет минимальной в областях минимума ρ как вследствие уменьшения поглощения, так и из-за уменьшения расстояния между центрами захвата.

В модели, предполагающей зависимость G от зарядового состояния ФГ-центров, нетрудно объяснить совокупность наблюдаемых голографических характеристик. Смещение распределения $G(x)$ на $\tau/2$ относительно $I(x)$ следует из того, что $G(x)$ совпадает с $\rho(x)$, которое, как было показано выше, смещено относительно $I(x)$ на $\pi/2$. В чистых кристаллах ввиду малой плотности ФГ-центров модуляция зарядового состояния приближается к единице, поэтому в них сдвиговая компонента $\Delta n_0 \sim \Delta G_0$ относительно велика. Меньшие абсолютные значения ΔG_0 в чистых кристаллах обусловлены малостью G . Как показано в работе [17], G в чистых кристаллах на 2 порядка меньше, чем в легированных (в [17] исследовались те же образцы, что и здесь). Очевидно, что амплитуда сдвинутой компоненты достигнет максимума в тех образцах, в которых число примесных центров определяет оптимальную величину G , и в то же время модуляция за счет перенесенного заряда ощутимо меняет зарядовую плотность. В сильно легированных кристаллах модуляция зарядового состояния стремится к нулю, поэтому $G(x)$ остается постоянной и записывается только несдвинутая голограмма.

Видно, что в предлагаемой модели нетрудно найти объяснение амплитудной зависимости смещенной компоненты записи. В модели очевидна и временная задержка в развитии η_c . В начальный момент, когда глубина модуляции зарядового состояния $\ll 1$, ток определяется функцией $G \kappa I(1 + m \cos Kx)$ и $E/E_n = 0$. В стационарном состоянии он переходит в

$$j_{\text{ФГ}} = \kappa I_0 (G_0 + \Delta G \sin Kx) (1 + m \cos Kx)$$

и отношение E/E_n достигает максимума. В незакороченном кристалле в стационарном состоянии полный ток равен нулю:

$$\kappa I_0 (G_0 + \Delta G \sin Kx) (1 + \cos Kx) + \kappa \beta I_0 E (1 + \cos Kx) = 0$$

— и поле

$$E = G_0/\beta + (\Delta G \sin Kx)/\beta \quad (11)$$

остается промодулированным только сдвиговой компонентой ΔG . Заметим, что ΔG , а соответственно и E_c , являясь функциями зарядового состояния, которые $\sim K \sin Kx$, зависят от шага решетки так же, как и $E_{\text{диф}}$ в диффузионной модели.

В процессе записи стационарного значения достигают сначала E_n и ΔG , затем с характерными максвелловскими временами E_c . Если цикл стирания начать раньше, чем E_c достигнет стационарной величины, то, очевидно, в начальный момент стирания амплитуда E_c будет расти. Как видно из (11), запись за счет модуляции G в условиях закороченного кристалла может не стираться вообще, поскольку E не зависит от интенсивности. В закороченном кристалле релаксация ΔG обусловлена токами во внешнюю цепь. Длительное сохранение небольшой части η_c может быть связано с недостаточно хорошим выполнением условий закоротки.

Выше основное внимание уделялось изменению коэффициента Гласса G , но, очевидно, пространственное перераспределение заряда ведет

к модуляции коэффициентов поглощения κ , проводимости β , электрооптики $\gamma_{эф}$, которые также вносят соответствующие коррекции в голографические характеристики. Как показывают эксперименты [17], на исследуемых образцах действие света сильнее сказывается в изменении G , чем в изменении κ , β и $\gamma_{эф}$.

Заключение. В работе предложена модель сдвиговой записи голограмм. Предполагается, что перенос заряда ФГ-током осуществляет глобокую модуляцию в зарядовом состоянии ФГ-центров, которая, в свою очередь, приводит к пространственной модуляции коэффициента Гласса G . Распределение $G(x)$ сдвинуто относительно интенсивности $I(x)$ на $\pi/2$. Запись сдвинутой компоненты голограммы обусловлена промодулированной частью G . Аналогичный механизм может играть основную роль и в других сегнетоэлектриках, особенно в тех, которые имеют большую диэлектрическую проницаемость ϵ .

Полученные в работе экспериментальные результаты противоречат диффузионным моделям записи голограмм в кристаллах LiNbO_3 . Из них следует также, что перенос заряда в исследованных кристаллах осуществляется прыжковыми механизмами и модели ФГЭ, основанные на зонной теории [19], не применимы к описанию происходящих в них явлений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Amodei J. J. Electron diffusion effect during holographic recording insulators.— Appl. Phys., 1971, vol. 13, p. 22—25.
2. Glass A. M., Von der Linde D., Negran T. J. High-voltage bulk photovoltaic effect and photorefractive process in LiNbO_3 .— Appl. Phys. Lett., 1974, vol. 25, N 4, p. 233—235.
3. Young L., Moharam M. G., Ghibaly F. E., Lun E. Hologram writing in lithium niobate: Beam coupling and the transport length in the bulk photovoltaic effect.— J. Appl. Phys., 1979, vol. 50, p. 4201—4207.
4. Moharam M. G., Gaylord J. K., Magnusson R., Young L. Holographic grating formation in photorefractive crystals with arbitrary electron transport lengths.— J. Appl. Phys., 1979, vol. 50, p. 4201—4207.
5. Стурман Б. И. Фотогальванический эффект, дрейф и диффузия фотоэлектронов при конечных длинах свободного пробега.— ЖЭТФ, 1982, № 11.
6. Young L. Theory of formation of phase holograms in lithium niobate.— Appl. Phys. Lett., 1974, vol. 24, p. 264—268.
7. Amodei J. J., Staebler D. L. Holographic recording in LiNbO_3 .— RCA Rev., 1972, vol. 33, N 1, p. 71—76.
8. Марков В. Б., Одулов С. Г., Соскин М. С. Исследование параметров объемных фазовых голограмм в активированных и восстановленных кристаллах LiNbO_3 .— Изв. АН СССР, 1977, т. 44, № 4.
9. Moharam M. G., Young L. Hologram writing by the photorefractive effect.— J. Appl. Phys., 1977, vol. 48, N 8, p. 3230—3236.
10. Стурман Б. И. Взаимодействие двух световых волн в кристаллах, обусловленное диффузией и дрейфом фотоносителей.— Новосибирск, 1977. (Препринт/АН СССР, Сиб. отд-ние, ИАНЭ; № 48).
11. Мугель Е. Р., Парыгин В. Н. Методы модуляции и сканирования света.— М.: Наука, 1970.
12. Винецкий В. Л., Кухтарев Н. В., Одулов С. Г., Соскин М. С. Динамическая самодифракция когерентных световых пучков.— УФН, 1979, т. 129, вып. 1.
13. Баркан И. Б. Исследование механизма оптически наведенной неоднородности коэффициента преломления в ниобате лития: Автореф. дис. на соиск. учен. степени канд. физ.-мат. наук.— Новосибирск: ИФП СО АН СССР, 1980.
14. Staebler D. L., Phillips. Fe-doped LiNbO_3 for read-write application.— Appl. Optics, 1974, vol. 13, N 4, p. 788—794.
15. Кондиленко В. П., Марков В. Б., Одулов С. Г., Соскин М. С. Нестационарный энергообмен при записи динамических голограмм в кристаллах LiNbO_3 , легированных железом.— В кн.: Тез. докл. III Всесоюз. конф. по голографии. Л., 1978.
16. Суханов В. И., Ащеулов Ю. В., Петников А. Е. Исследование зависимости дифракционной эффективности голограмм на кристаллах LiNbO_3 от условий записи и считывания.— Там же.
17. Канаев И. Ф., Малиновский В. К. Фоторефракция и фотогальванический эффект в кристаллах ниобата лития.— ФТТ, 1982, № 7.
18. Meyer W., Würfel P., Munser R., Müller-Vogt G. Kinetics of fixation of phase holograms in LiNbO_3 .— Phys. Stat. Sol., 1979, vol. 53, p. 171—180.
19. Белиничер В. И., Стурман Б. И. Фотогальванический эффект в средах без центра симметрии.— УФН, 1980, т. 130, вып. 3.

Поступила в редакцию 13 мая 1983 г.