

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 $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$.— «Автоматизация», 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 LiNbO_3

1. Эффект оптического повреждения (ЭОП), т. е. индуцированное светом изменение показателя преломления электрооптических кристаллов 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 σ должна меняться очень значительно (на несколько порядков). Только этим может быть достигнуто большое различие времен записи и стирания. Большинство авторов связывают изменение σ с фотопроводимостью. Здесь уместно отметить, что приводимые в литературе данные по проводимости и фотопроводимости имеют большой разброс. Так, по темновой проводимости σ_0 он составляет 6 порядков! (от 10^{-12} [3] до 10^{-18} Ом·см [1]). Поэтому сопоставление различных данных,

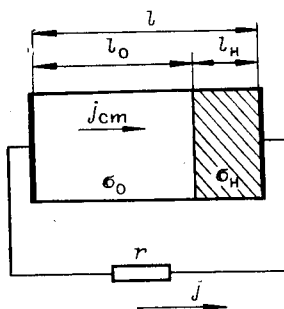


Рис. 1. Схема эксперимента:

l — длина кристалла вдоль оптической оси, l_0, l_n — ширины освещенной и неосвещенной частей, r — измерительное сопротивление, σ_0, σ_n — проводимости освещенной и неосвещенной областей.

относящихся, по существу, к разным по своим свойствам кристаллам, оказывается маловозможным*.

Целью настоящей работы является экспериментальное изучение проводимости кристалла в условиях записи и выяснение ее возможной роли в формировании изображения. Измерения проводились на невосстановленных кристаллах LiNbO_3 , легированных Fe от $3 \cdot 10^{-3}$ до $4 \cdot 10^{-2}\%$. Размер образцов $8 \times 12 \times 4$ мм. Коэффициент поглощения составлял соответственно от 0,1 до 5 см^{-1} для $\lambda = 0,51$ мкм.

2. Наличие в кристаллах $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ объемного фотогальванического эффекта [3] дает возможность использовать для изучения проводимости методы, не связанные с применением внешних источников напряжения. Действительно, используя представления о стороннем (фотогальваническом) токе $j_{\text{ст}}$, действующем в освещенной области кристалла [3, 5], нетрудно рассчитать ток на измерительном сопротивлении r (рис. 1). Фиксируемый ток имеет переходную и постоянную составляющие. Переходная часть может быть связана с пирозэффектом, а также с процессом зарядки емкостей цепи. В стационарных условиях

$$j = j_0 = j_{\text{ст}} l_0 / (l_0 + \sigma_0 l_n / \sigma_n), \quad (1)$$

где σ_0, σ_n — проводимости освещенной и неосвещенной областей. На рис. 2 изображена зависимость $j(l_0)$, соответствующая различным значениям σ_n/σ_0 в формуле (1), а также экспериментальная зависимость $j(l_0)$. Таким образом, экспериментальные точки хорошо ложатся на кривую $\sigma_0/\sigma_n = 1$ и свидетельствуют тем самым об отсутствии фотопроводимости. Следует отметить, что рассмотренные зависимости снимались для различных кристаллов LiNbO_3 , обладающих поглощением на $\lambda = 0,51$ мкм от 1 до 100%, а также при различных интенсивностях и имели хорошую повторяемость.

Из отсутствия фотопроводимости не следует, однако, что проводимость кристалла не изменяется,

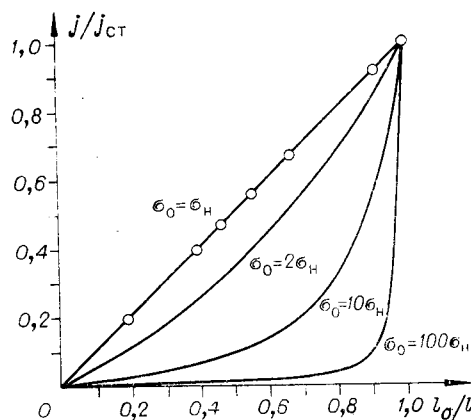


Рис. 2. Зависимость тока от ширины освещенной области. (Сплошные кривые — теория.)

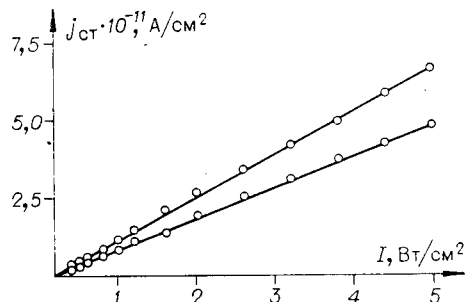


Рис. 3. Зависимость тока от интенсивности света для образцов с различным содержанием Fe.

* Трудности эксперимента можно проиллюстрировать следующим примером: для измерения $R \sim 10^{18}$ Ом при $U \sim 10^4$ В необходимо регистрировать ток $j \sim 10^{-14}$ А. Нестабильность температуры $\text{LiNbO}_3 \sim 0,01^\circ\text{C}$ за 10 мин приводит к пиротокку $j_{\text{п}} \sim 10^{-13}$ А.

поскольку необходимо учитывать нагрев кристалла под действием облучения. Как показано в работе [6], при освещении даже малой части кристалла ($\sim 1/5$) он нагревается как целое. Этот нагрев может быть весьма значителен. Так, при освещении образца $8 \times 12 \times 4$ мм с 20%-ным поглощением, не имеющего специального теплоотвода, светом интенсивностью 1 Вт/см^2 повышение температуры составляло $\sim 20^\circ\text{C}$. Учитывая активационный характер температурной зависимости σ и полагая энергию активации $\Delta = 1 \text{ эВ}$ [7], получим относительное увеличение проводимости ~ 10 раз. Таким образом, за счет нагрева происходит существенный рост темновой проводимости.

Для выяснения природы величины $j_{\text{ст}}$, входящей в (1), мы снимали зависимость $j(I)$ при фиксированном отношении l_o/l_n . Как видно из рис. 3, эта зависимость линейна. Это свидетельствует о том, что активным элементом в нашей цепи является источник тока, а не напряжения, т. е. $j_{\text{ст}} = \alpha I$ (α — фотогальваническая постоянная). Величина α в наших экспериментах составляла 10^{-10} — 10^{-12} А/Вт.

Обратимся теперь к рассмотрению переходного режима. Элементарный расчет дает для тока на измерительном сопротивлении

$$j = j_n + j_0 \left[1 + \frac{l_n}{l} \frac{(\sigma_o - \sigma_n)}{\sigma_n} e^{-\frac{4\pi(\sigma_o l_n + \sigma_n l_o)}{\epsilon} t} \right]. \quad (2)$$

Пирозлектрическая составляющая тока j_n исчезает за время нагрева кристалла, которое не зависит от интенсивности и составляло в наших экспериментах $\sim 1 \div 10$ мин. Время же релаксации поля $\tau^{-1} = 4\pi(\sigma_o l_n + \sigma_n l_o)/(\epsilon l)$ связано с проводимостью кристалла и должно определяться мощностью излучения. Из (2) видно, что переходный процесс для величин $j - j_n$ отсутствует, если $\sigma_o = \sigma_n$. В наших экспериментах этот переходный ток не был зарегистрирован. Для исключения пирозлектрической компоненты тока мы согласовывали интенсивности двух лазеров $\lambda = 0,51$ и $\lambda = 1,06$ мкм (последний не вызывает $j_{\text{ст}}$) таким образом, что конечная температура нагрева каждым из них была одинакова. Далее кристалл облучался светом с $\lambda = 1,06$ мкм до стабилизации температуры. Ток j при этом отсутствовал. Затем производилось переключение излучения на $\lambda = 0,51$ мкм. Ток j появлялся безынерционно с погрешностью $\Delta\tau$ не более 0,01 с. Это время заведомо было намного меньше времени релаксации поля, которое в наших экспериментах составляло ~ 10 мин.

Приведенные данные, как мы видим, подтверждают отсутствие фотопроводимости.

Отметим преимущества рассмотренной выше схемы эксперимента, позволяющей работать с относительно большими токами $j \sim 10^{-9}$ А, соответствующими значительным напряжениям $U \geq 10^5$ В. При наложении таких внешних напряжений кристалл пробивался по поверхности. При меньших внешних напряжениях при измерении σ возникает необходимость регистрации малых токовых сдвигов на большом фоне, а также дополнительного учета поверхностных эффектов.

Перейдем к описанию экспериментов по изучению собственно оптического повреждения. Как уже отмечалось, принципиальной стороной полевых моделей ЭОП является электрооптический характер пространственной зависимости $\Delta n(\mathbf{r})$. Рассмотрим конкретный пример. Пусть распределение света имеет форму тонкостенного цилиндра с образующей, перпендикулярной оптической оси кристалла. При наличии фотопроводимости любая полевая модель (Чена [1] или Гласса [3]) приводит к одинаковым предсказаниям: распределение $\Delta n(\mathbf{r})$ должно повторять конфигурацию поля проводника, помещенного во внешнее однородное поле. Поэтому при распределении интенсивности света по сечению в виде кольца должна производиться запись круга. Проведен-

ные нами опыты во всех случаях дали противоположный результат. Как на переходном участке, так и в стационаре распределение Δn по сечению имело форму кольца. Время выхода на стационарное значение зависело от интенсивности света и при $I \approx 1$ Вт/см² составляло $\sim 10^2$ с. Время хранения было больше $\sim 10^6$ с.

Приведенные результаты можно объяснить, предположив наличие фотогальванического эффекта и отсутствие фотопроводимости. Для этого определим стационарное распределение электрических зарядов. Оно находится из условия $\text{div } j = 0$. Полагая

$$j = \sigma E - \alpha I(r) c$$

(c — единичный вектор вдоль полярной оси) и считая проводимость постоянной в пространстве, получим

$$\rho = \epsilon \alpha (c \nabla) I / 4\pi \sigma. \quad (3)$$

Из (3) видно, что для рассматриваемого распределения $I(r)$ экранировка поля внутри цилиндра отсутствует и распределение Δn имеет форму кольца.

Приведенные результаты позволяют сделать определенные выводы.

1. Все исследованные кристаллы обладают фотогальваническим эффектом.

2. Фотопроводимость не играет заметной роли в ЭОП.

3. Температурные изменения могут играть заметную роль в процессе записи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Chen F. S. Optically induced change of refractive indices in LiNbO₃ and LiTaO₃.— "J. Appl. Phys.", 1969, vol. 40, p. 3389.
2. Amodè J. J. Electron diffusion effects during hologram recording in crystals.— "Appl. Phys. Lett.", 1971, vol. 18, p. 22.
3. Glass A. M., Von der Linde D., Negran T. J. High-voltage bulk photovoltaic effect and the photorefractive process in LiNbO₃.— "Appl. Phys. Lett.", 1974, vol. 25, p. 233.
4. Леванюк А. П., Осипов В. В. Механизмы фоторефрактивного эффекта.— «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1977, т. 41, с. 752.
5. Белиничер В. И., Канаев И. Ф., Малиновский В. К., Стурман Б. И. Исследование эффекта оптического повреждения в кристаллах ниобата лития.— «ФТТ», 1976, т. 18, с. 2256.
6. Белиничер В. И., Малиновский В. К., Стурман Б. И. Фотогальванический эффект в кристаллах с полярной осью.— «ЖЭТФ», 1977, т. 73, с. 1692.
7. Amodè J. J., Staelbier P. S. Holographic recording in LiNbO₃.— "RSA Rev.", 1972, vol. 33, N 1, p. 71.

Поступила в редакцию 21 сентября 1977 г.

УДК 548.0 : 537.226.33

Т. НАКАМУРА

(Токио, Япония)

О НЕКОТОРЫХ КЛАССИФИКАЦИЯХ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛОВ

Введение. Значительно возросшее число изученных сегнетоэлектриков и более глубокие исследования сегнетоэлектрических свойств привели в последние годы к появлению нескольких способов классифика-