

19. Леванюк А. П., Осипов В. В. Механизмы фоторефрактивного эффекта.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1977, т. 41, с. 752.
20. Белиничер В. И., Канаев И. Ф., Малиновский В. К., Стурман Б. И. Исследование эффекта оптического повреждения в кристаллах LiNbO_3 .— ФТТ, 1976, т. 18, с. 2256.
21. Schein L. B., Gressman P. I., Gross L. E. Pyroelectric induced optical damage in LiNbO_3 .— J. Appl. Phys., 1978, vol. 49, p. 793.
22. Ивлева Л. И., Кузьминов Ю. С. Получение, свойства, применение монокристаллов твердых растворов ниобата бария — стронция. Препринт. № 93, М., изд. ФИАН, 1977.
23. Шейнкман М. К., Шик А. Я. Долговременные релаксации и остаточная проводимость в полупроводниках.— ФТП, 1976, т. 19, с. 209.
24. Воронов В. В., Ивлева Л. И., Кузьмин Г. П. и др. Широкополосный пироэлектрический детектор на основе кристалла НБС. Препринт № 191, М., ФИАН, 1976.
25. Алексюк В. Е. Исследование физических свойств сегнетоэлектрических твердых растворов на основе ниобатов бария и стронция. Автореф. на соиск. учен. степени канд. физ.-мат. наук. Львов, 1976.
26. Бездетный Н. М., Дубовик М. Ф., Зейналлы А. Х. и др. Распределение внутреннего поля и фоторефракция в кристаллах ниобата бария — стронция.— ФТТ, 1979, т. 21, с. 265.
27. Chen F. S. Optically induced change of refractive indices in LiNbO_3 and LiTaO_3 .— J. Appl. Phys., 1969, vol. 40, p. 3389.
28. Рывкин С. М. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. М., Физматгиз, 1963.

*Поступила в редакцию
22 мая 1979 г.*

УДК 778.38 : 533.36

И. ГЮНТЕР, А. Э. КРУМИНЬ
(Цюрих, Швейцария — Рига, СССР)

ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ ЗАПИСИ И СТИРАНИЯ ФАЗОВЫХ ГОЛОГРАММ В ВОССТАНОВЛЕННЫХ КРИСТАЛЛАХ НИОБАТА КАЛИЯ*

Введение. Одной из наиболее важных характеристик записи фазовых голограмм в сегнетоэлектрических кристаллах является чувствительность S , определяемая как изменение показателя преломления (n) в начальной стадии образования голограммы ($t \rightarrow 0$) к единице падающей (или поглощенной) световой энергии:

$$S = \frac{\delta n}{\delta(I_0 t)} \Big|_{t \rightarrow 0}, \quad (1)$$

где I_0 — интенсивность светового излучения.

В общем случае S определяется поглощением света, процессом переноса заряда, электрооптическим эффектом и взаимодействием между пучками при формировании голограмм [1—4]. Различные механизмы, ответственные за эффект фоторефракции (фотогальванический, диффузионный, фотополяризационный), имеют разные величины S [5]. Изучение чувствительности в зависимости от свойств кристалла и условий записи дает обширную информацию для выявления наиболее благоприятных условий записи фазовых голограмм, а также для оценки механизмов, определяющих процесс фоторефракции.

У кристаллов $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$ [3] и $\text{LiTaO}_3 : \text{Fe}$ [6], где фоторефракция главным образом объясняется фотогальваническим механизмом, чувстви-

* Экспериментальная часть работы проведена в Высшей технической школе г. Цюриха (Швейцария).

тельность как теоретически, так и экспериментально изучена довольно хорошо и разработаны методы ее увеличения путем введения специальных примесей и способом термической обработки материалов [1, 3, 6].

Чувствительность в ниобате калия, где фоторефракция обусловлена несколькими механизмами [7], изучена относительно слабо. Чувствительность стирания голограмм ($S_{ст}$) не определялась вообще. Было показано, что чувствительность записи (S_z) в восстановленных кристаллах KNbO_3 в 6 раз больше, чем в $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$ [7].

На основе результатов фотоэлектрических измерений в кристаллах KNbO_3 показано, что дрейфовая длина носителей в полях 7 кВ/см составляет 0,7 мкм, т. е. сравнима с периодом голографической решетки (более подробно см. в [8]). Это согласно теории Янга и др. [2], должно привести к существенному увеличению чувствительности, которая возрастает с увеличением периода голографической решетки [9].

Теоретические представления. Из результатов ранних работ следует, что формирование голограмм в восстановленных кристаллах KNbO_3 характеризуется тремя особенностями:

1) транспортная длина носителей заряда сравнима с периодом голографической решетки [8];

2) имеет место перекачка энергии между записывающими пучками [11];

3) в формирование голограмм вносит вклад конечная темновая проводимость материала [11].

Все эти особенности влияют на величину чувствительности записи и стирания.

Теории, которая бы принимала во внимание все указанные особенности, в настоящее время не существует. Теория Янга [2], учитывающая «большую» длину пробега носителей, не рассматривает взаимодействие между пучками и конечную темновую проводимость. Недавно разработанные динамические теории (см., например, [12, 13]) применимы только для «малых» транспортных длин пробега носителей. Динамическая теория Кухтерева и Винецкого [14] описывает установление голограмм и в условиях «больших» дрейфовых длин носителей, однако она применима только для стационарного случая. Влияние конечной темновой проводимости на формирование голограмм анализируется в работах [7, 12, 15, 16].

Для описания экспериментальных результатов измерения чувствительности записи голограмм мы будем пользоваться теорией Янга [2]. В настоящей работе будет показано, что в определенных условиях процессы, связанные с взаимодействием между пучками при записи голограмм и наличием конечной темновой проводимости, влияют на S_z несущественно. Действительно, в восстановленных кристаллах KNbO_3 интенсивности пучков для записи голограмм при выходе из кристалла в стационарном случае изменяются только на 10 процентов [11]. Эти изменения в первом приближении могут привести к уменьшению S_z в связи со снижением величины коэффициента модуляции m интерференционной картины, так как $S_z \sim m$. Изменения коэффициента m , однако, не превышают одного процента. Если интенсивности записывающих пучков перед кристаллом равны ($I_1 = I_2 = I_0$), то после кристалла вследствие взаимодействия пучков $I'_1 = 0,9I_0$ и $I'_2 = 1,1I_0$. Рассчитанное по формуле $m = 2\sqrt{I'_1 I'_2} / (I'_1 + I'_2)$ значение коэффициента модуляции при выходе пучков из кристалла равно 0,99, т. е. оно довольно близко к начальному значению 1.

Основная часть наших экспериментальных исследований проведена при больших интенсивностях света ($I_0 \geq 0,1$ Вт/см²), для которых

$$\sigma_{\phi} \gg \sigma_{\tau}, \quad (2)$$

где σ_{ϕ} , σ_{τ} — фото- и темновая проводимости кристалла*. В последнем случае при расчетах S_s темновой проводимостью можно пренебречь [7, 12, 15, 16]. В области больших температур ($T \geq 120^\circ\text{C}$) и малых интенсивностей света ($I_0 \leq 0,01$ Вт/см²) неравенство (2) не выполняется [8] и необходимо учитывать конечную темновую проводимость образцов.

Таким образом, в определенных условиях эксперимента взаимодействием между записывающими пучками и конечной темновой проводимостью можно пренебречь и пользоваться теорией, разработанной Янгом и др. [2]. Рассмотрим чувствительность записи голограмм в случае, когда фоторефракция обусловлена диффузией ($E_0 = 0$) и дрейфом носителей заряда во внешнем электрическом поле на расстояниях, сравнимых с периодом голографической решетки (Λ). В соответствии с теорией Янга [2] чувствительность записи голограмм для диффузионного механизма

$$S_s^D = b \frac{2\pi/\Lambda (L')^2}{1 + (2\pi/\Lambda L')^2} \quad (3)$$

и для дрейфового механизма

$$S_s^d = b \frac{L}{\sqrt{1 + (2\pi L/\Lambda)^2}}, \quad (4)$$

где

$$L' = (kT/e\mu\tau)^{1/2} \quad (5)$$

— длина диффузии,

$$L = \mu\tau E_0 \quad (6)$$

— длина дрейфа,

$$b = \frac{n_e^3 r_{33} e \Phi \alpha m}{2 \epsilon_0 \epsilon_{33} h \nu}, \quad (7)$$

μ , τ — подвижность и время жизни носителей; ϵ_{33} , ϵ_0 — диэлектрические проницаемости образца и вакуума; n_e — показатель преломления; r_{33} — электрооптический коэффициент, Φ — квантовый выход, e — заряд электрона, $h\nu$ — энергия фотонов.

Оптическое стирание голограмм обычно осуществляется однородным освещением кристалла и обуславливается тремя процессами: диффузией фотоионизированных электронов; эффектами «самоусиления» [4, 13, 17]; дрейфом фотоионизированных электронов в поле объемного заряда, возникшего под воздействием интерферирующих пучков записи [10].

Время диффузионного стирания согласно [18] $\tau_D = (e/4\pi^2)kT\mu\Lambda^2$ для $\mu = 0,5$ см²/В·с [19] и $\Lambda = 1$ мкм равно $7 \cdot 10^{-7}$ с, т. е. оно на 3 порядка меньше, чем значения, наблюдаемые экспериментально; поэтому данный механизм нами не учитывается.

Эффекты самоусиления обусловлены интерференцией между стирающим пучком и пучком, дифрагированным в кристалле [4, 13, 17]. Образующаяся интерференционная картина дает возможность записать новую голограмму. В некоторых кристаллах ($\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$) этот процесс может привести к существенному увеличению или снижению (в зависимости от ориентации C -оси кристалла) дифракционной эффективности при оптическом стирании (или считывании) голограмм [17]. Для восстановленных кристаллов KNbO_3 , однако, эффекты самоусиления выражены намного слабее (см. дальше), поэтому данный механизм мы учитывать не будем.

Наиболее вероятным механизмом оптического стирания голограмм

* Отношение $\sigma_{\phi}/\sigma_{\tau}$ равно 1150 при $I_0 = 0,05$ Вт/см² и $T = 20^\circ\text{C}$ [8].

является механизм дрейфа [10]. После записи голограмм в кристалле образуется неоднородная решетка поля объемного заряда E'_{O3} . При стирании голограмм однородным световым пучком фотоионизированные носители перемещаются в этом поле и объемный заряд исчезает. Из уравнения непрерывности следует выражение для кинетики уменьшения E_{O3} во времени [10]

$$E_{O3} = E'_{O3} \exp(-t\sigma_p/\epsilon\epsilon_0). \quad (8)$$

Для начальной стадии голографического стирания ($t \rightarrow 0$)

$$E_{O3} = E'_{O3}(1 - t\sigma_p/\epsilon\epsilon_0). \quad (9)$$

Так как изменение двупреломления обусловлено E_{O3} , то из выражений (1) и (9) следует

$$S_{ст}^d = b \frac{\mu\tau}{m} E'_{O3}. \quad (10)$$

Методика эксперимента. Голограммы записывались аргоновым лазером ($\lambda = 488$ нм) при интерференции двух световых пучков. Разделение пучков осуществлялось простым делителем (рис. 1). Конструкция делителя позволяет легко изменять период голографической решетки в пределах от 1 до 10 мкм. Интерферирующие пучки поляризовались в плоскости падения, C -ось кристалла была перпендикулярна биссектрисе угла между записываемыми пучками. При помощи механического модулятора один из интерферирующих пучков периодически блокировался. Длительность световых импульсов 5 мс.

Дифракционная эффективность определялась гелий-неоновым лазером с такой же поляризацией излучения, как и для аргонового лазера. Интенсивность дифрагированного пучка измерялась при помощи фотоэлектронного умножителя и осциллографа.

Исследовались номинально чистые (возможная концентрация Fe не более 46 млн $^{-1}$) кристаллы $KNbO_3$, выращенные в Высшей технической школе г. Цюриха [20]. Восстановление осуществлялось электрохимически при отжиге кристаллов в силиконовом масле в течение 100 ч при $200^\circ C$. В оптических спектрах восстановленных кристаллов появляется максимум поглощения при 2,55 эВ. Коэффициент поглощения образцов — $3,8$ см $^{-1}$ при 488 нм. Призматические однодоменные монокристаллы имели размеры $6 \times 3 \times 3,3$ мм. Для приложения внешнего электрического поля C -границы кристалла покрывались электродами из серебряной пасты. Апертура интерферирующих световых пучков превышала расстояние между электродами.

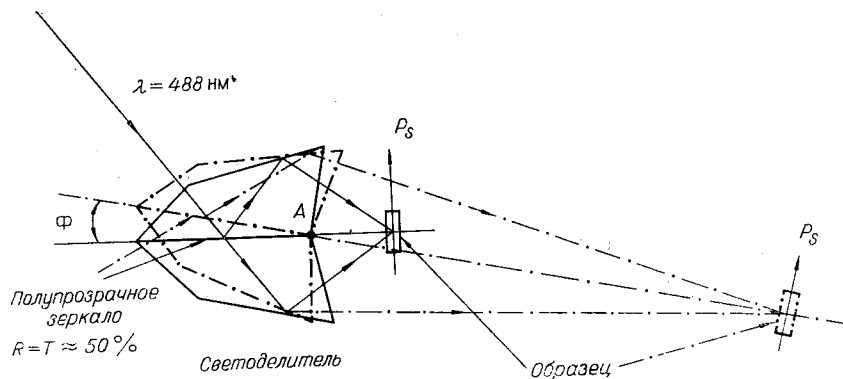


Рис. 1. Схематическое изображение делителя световых пучков для голографической установки:

сплошные линии — запись с малым периодом решетки, штрихпунктирные — запись с большим периодом решетки.

В общем случае (большая транспортная длина носителей, выраженное взаимодействие между пучками) дифракционная эффективность (η) имеет сложную зависимость от параметров кристалла [14]. Если голографическая решетка смещена на четверть периода относительно интерференционной картины, что выполняется для восстановленного KNbO_3 (11), и если

$$\Gamma l \approx 0, \quad (11)$$

то дифракционная эффективность выражается известной формулой Когельника [14], где Γ — коэффициент усиления, характеризующий взаимодействие между пучками [14], а l — толщина кристалла. Для восстановленных кристаллов KNbO_3 выражение (11) выполняется, если $\Lambda > 2$ мкм и $E_0 < 2$ кВ/см [11]. Для описания экспериментальных результатов мы пользуемся формулой Когельника:

$$\Delta n = \frac{\lambda_0 \cos \Theta_0}{\pi l} \sqrt{\eta}; \quad \eta \ll 1, \quad (12)$$

где $\lambda_0 = 632,8$ нм и Θ_0 — угол Брэгга для считывающего пучка.

Из (1) и (12) следует выражение для чувствительности

$$S = \frac{\lambda_0 \cos \Theta_0}{\pi l} \sqrt{\frac{\Delta \eta}{I_0 \Delta t}} \Big|_t \rightarrow 0. \quad (13)$$

Здесь $\Delta \eta$ — линейное во времени Δt изменение дифракционной эффективности в начальной стадии записи (или стирания) голограмм.

Экспериментальные результаты. Типичные изменения дифракционной эффективности при периодичной блокировке одного луча через каждые 5 мс показаны на рис. 2. Энергия записи и стирания голограмм составляет соответственно 4 и 3 мДж/см²; для восстановленных кристаллов $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$ эти энергии больше: 40 и 12 мДж/см² [17].

Кинетика дифракционной эффективности при стирании незначительно меняется при изменении направления C -оси кристалла относительно проекции пучка стирания (см. рис. 2). Для чистых кристаллов LiNbO_3 этот эффект самоусиления имеет противоположное направление и выражен намного сильнее [4, 17].

Рассмотрим, как меняется чувствительность записи и стирания голограмм в зависимости от различных экспериментальных параметров.

При $E_0 = 0$ чувствительность записи обратно пропорциональна периоду голографической решетки (Λ) (рис. 3). Во внешнем электрическом поле, однако, наблюдается некоторый рост S_s по мере увеличения Λ . Чувствительность стирания голограмм аналогично S_s зависит от Λ (рис. 4). В отличие от наших данных для KNbO_3 чувствительность записи в $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$ практически не зависит от Λ [3], и время стирания голограмм проходит через максимум при $\Lambda \approx 1$ мкм [18].

Чувствительность записи увеличивается во внешнем электрическом поле (рис. 5), как и в других электрооптических материалах [1, 17, 21]. Данное увеличение более выражено при больших периодах решетки, где $S_s \sim E_0$. Для $\Lambda \leq 3$ мкм зависимость $S_s(E_0)$ является квазилинейной. Чувствительность к стиранию больше, чем к записи, и имеет зависимость от E_0 , аналогичную $S_s(E_0)$ (см. рис. 5). В $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$, однако, чув-

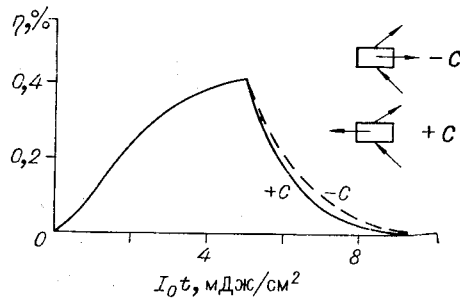


Рис. 2. Динамика записи и стирания голограмм для двух противоположных направлений C -оси кристалла относительно проекции опорного пучка (справа).

Стирание осуществляется освещением кристалла опорным пучком; $I_0 = 1$ Вт/см², $\Lambda = 4,5$ мкм, $E_0 = 0$.

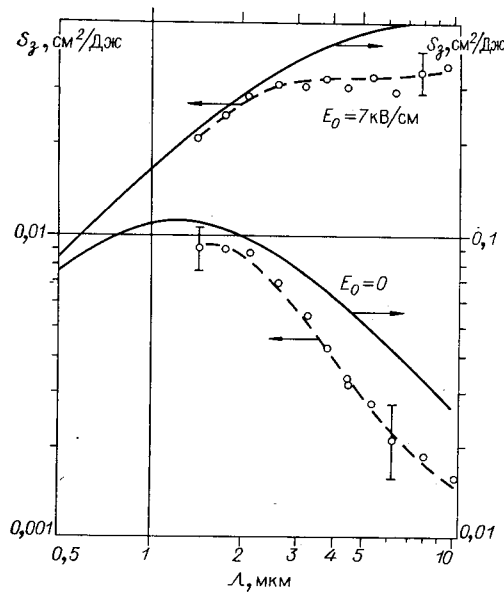


Рис. 3. Зависимость чувствительности записи голограмм (S_z) от периода голографической решетки (Λ) при двух значениях внешнего электрического поля (E_0): сплошные линии — теория (3), (4); штриховые — эксперимент.

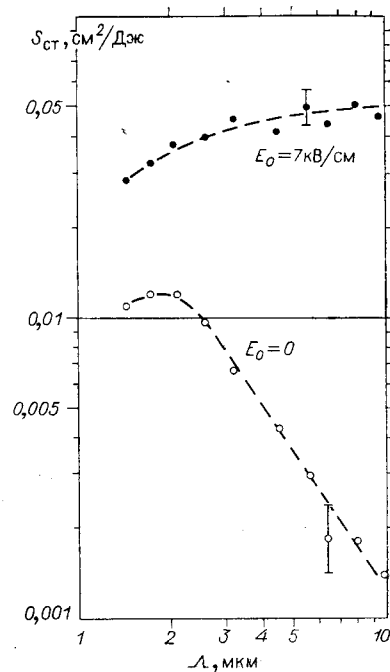


Рис. 4. Зависимость чувствительности стирания голограмм ($S_{ст}$) от периода голографической решетки (Λ) при двух значениях внешнего электрического поля (E_0) ($I_0 = 1$ Вт/см²).

ствительность стирания не зависит от E_0 , особенно при малых экспозициях [17].

С увеличением интенсивности света чувствительность записи и стирания уменьшается и растет разность ($S_{ст} - S_z$) (рис. 6). Аналогичные закономерности наблюдаются при $E_0 \neq 0$. Для $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$ чувствительность записи не меняется от I_0 , так как для S выполняется закон взаимозаместимости [22].

Температурные исследования проведены в орторомбической фазе*. С ростом температуры наблюдается увеличение чувствительности, однако при $T \sim 160^\circ\text{C}$ на кривой $S_z(T)$ образуется слабо выраженный максимум. Независимыми экспериментами мы констатировали нагрев образца под воздействием световых импульсов при $T \geq 120^\circ\text{C}$.

Обсуждение результатов. Допущение о том, что величины чувствительности при голографической записи в KNbO_3 мало меняются от взаимодействия между пучками, подтверждается данными, приведенными на рис. 2, из которых следует, что эффект самоусиления в ниобате калия проявляется только в виде небольшого изменения времени стирания при переориентации кристалла. Поэтому ниже мы будем пользоваться теорией Янга [2] и Амоди [10] для описания экспериментальных результатов измерений чувствительности.

Чувствительность записи определим по выражению (3) и (4), подставляя следующие значения параметров: $\mu\tau = 10^{-8}$ см²/В [8], $n_e^3 = 10,65$ [23], $r_{33} = 6,4 \cdot 10^{-9}$ см/В [24], $\epsilon_{33} = 50$ [25], $\alpha = 3,8$ см⁻¹, $h\nu =$

* Орторомбически тетрагональный фазовый переход в KNbO_3 происходит при $T = 215^\circ\text{C}$ [25].

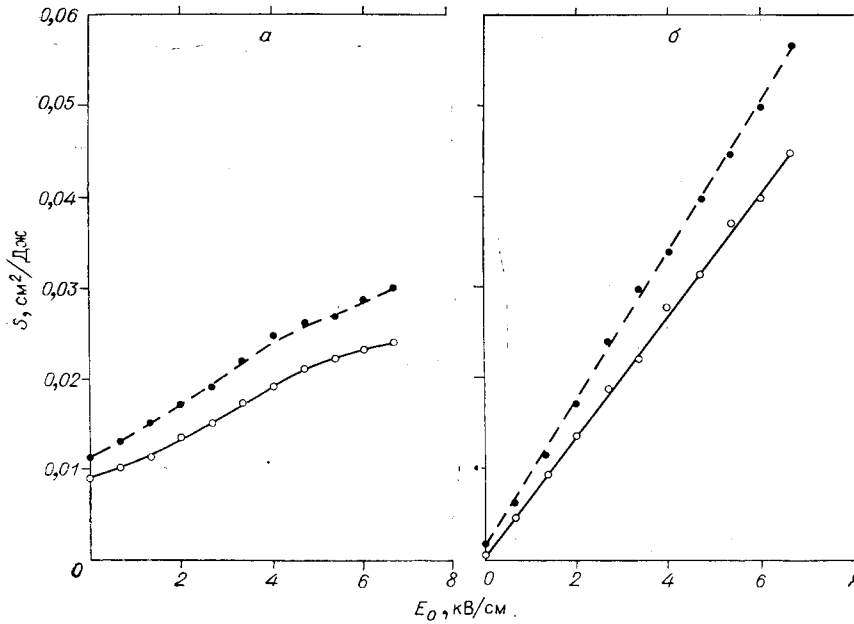


Рис. 5. Зависимость чувствительности записи (сплошная кривая) и чувствительности стирания (штриховая) голограмм от внешнего электрического поля (E_0) для $\Lambda = 1,5 \text{ мкм}$ — а и $\Lambda = 10 \text{ мкм}$ — б;
 $I_0 = 1 \text{ Вт/см}^2$.

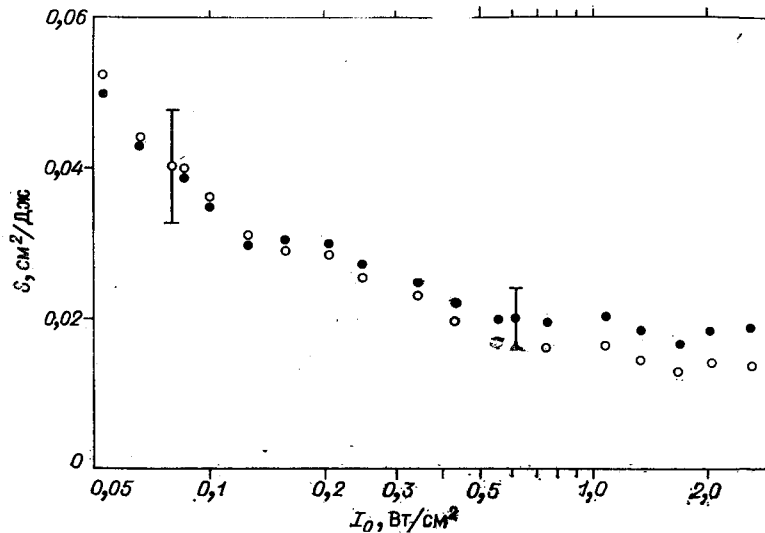


Рис. 6. Зависимость чувствительности записи (светлые кружки) и стирания (черные кружки) от интенсивности лазерного излучения;
 $\Lambda = 2 \text{ мкм}$, $E_0 = 0$.

$= 2,53 \text{ эВ}$, $\Phi = 1$. Диффузионная длина, рассчитанная по (5), равна $0,2 \text{ мкм}$, дрейфовая длина в полях 7 кВ/см — $0,7 \text{ мкм}$, параметр b — $1,2 \cdot 10^4 \text{ см/Дж}$. Зависимости расчетных значений чувствительности от периода голографической решетки и внешнего электрического поля хорошо согласуются с экспериментальными данными (см. рис. 3, 5, 8).

При $E_0 = 0$ фоторефракция, по-видимому, обусловлена диффузионным механизмом записи, поскольку чувствительность записи определяется выражением (3). Диффузионный механизм обуславливает макси-

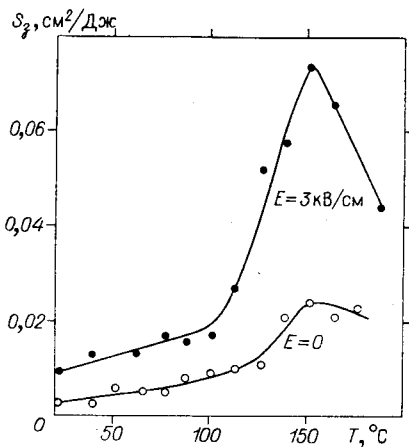


Рис. 7. Температурная зависимость чувствительности записи голограмм (S_2) при двух значениях внешнего электрического поля (E_0) ($I_0=1$ Вт/см², $\Lambda=4$ мкм).

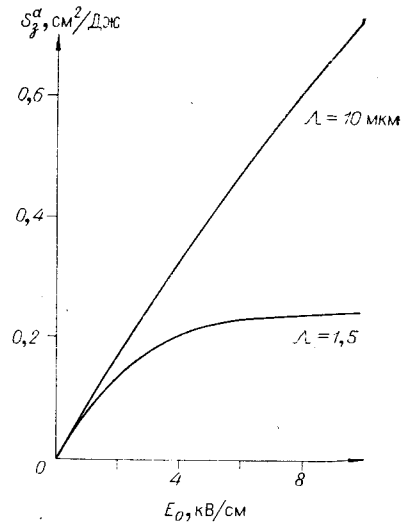


Рис. 8. Теоретические зависимости чувствительности записи голограмм (S_3^d) от внешнего поля (E_0) для дрейфового механизма (4) при двух периодах голографической решетки (Λ).

мальную чувствительность записи S_{3M}^D при $\Lambda = 2\pi L' = 1,2$ мкм. Максимальная чувствительность определяется главным образом диффузионной длиной: $S_{3M}^D = lL'/2$. При $\Lambda < 2\pi L'$ чувствительность должна уменьшаться, так как длина диффузии уже превосходит период голографической решетки. В этой области, однако, мы не имеем экспериментальных данных. Если $\Lambda \gg L'$, тогда $S_3^D \sim 1/\Lambda$, что подтверждается экспериментом (см. рис. 3).

Фотогальванический механизм записи не дает заметного вклада в S_3 при $E_0 = 0$. Незначительный вклад фотогальванического механизма в фоторефракцию в ниобате калия обусловлен большой фотопроводимостью материала, из-за чего фотогальваническое поле ($E_{\phi} = k\alpha I_0/\sigma_{\phi} + \sigma_r$) мало [8].

Во внешнем электрическом поле в связи с дрейфом носителей чувствительность записи существенно увеличивается (см. рис. 3, 5). Если $L \gg \Lambda$, выражение (4) упрощается:

$$S_3^d = b \frac{\Lambda}{2\pi}. \quad (14)$$

В этих условиях чувствительность не меняется от внешнего поля, поскольку заряды не могут разделиться на большее расстояние, чем период решетки. Определенное по (14) максимальное значение чувствительности при $\Lambda = 10$ мкм составляет $1,8$ см²/Дж. Такое насыщение чувствительности можно получить экспериментально только при $E_0 \gg 10$ кВ/см.

Во втором случае ($L \ll \Lambda$) чувствительность

$$S_3^d = \kappa E_0, \quad (15)$$

где $\kappa = b\mu\tau$ — коэффициент, характеризующий электрическое усиление чувствительности. Чувствительность записи в данном случае, как и в $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ [3], не зависит от периода решетки. Расчетные и экспериментальные значения коэффициента κ отличаются незначительно и на 3 порядка превосходят значения S_3 для $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ (табл. 1). Послед-

Т а б л и ц а 1

Материал	к. см ² /Дж·В		Примечание
	Эксперимент	Расчет ($\kappa = b\mu\tau$)	
KNbO ₃ восстановленный	0,6·10 ⁻⁵	11,6·10 ⁻⁵	$\lambda=488$ нм, [наст. работа]
LiNbO ₃ :0,014Fe восстановленный окисленный	0,2·10 ⁻⁸ 0,4·10 ⁻⁸		$\lambda=350,7$ нм, [21]

нее явление обусловлено более эффективным механизмом переноса заряда в KNbO₃.

Величины чувствительности, рассчитанные при помощи выражений (3), (4), примерно на порядок больше, чем экспериментальные значения (см. рис. 3, 5, 8). Мы предполагаем, что эта разница обусловлена следующими причинами:

1) квантовый выход фотоионизации Φ , по-видимому, меньше единицы;

2) из-за отражения света от граней кристалла, а также из-за частичного рассеяния света при $E_0 \neq 0$ уменьшается коэффициент модуляции света m .

Чувствительность стирания голограмм $S_{ст}$, согласно теории Амоди [10], зависит главным образом от поля объемного заряда E'_{O3} , возникающего при записи голограмм. Последнее, в свою очередь, определяет стационарное значение дифракционной эффективности $\eta_{ст}$, поскольку $\eta_{ст} \sim E'_{O3}$. Экспериментальные зависимости $S_{ст}(\Lambda)$ (см. рис. 4) и $S_{ст}(E_0)$ (см. рис. 5) качественно хорошо согласуются с экспериментальными кривыми $\eta_{ст}(\Lambda)$ (рис. 3 из работы [11]) и $\sqrt{\eta_{ст}(E_0)}$ (рис. 5 из [11]). Таким образом, выражение (10) хорошо объясняет поведение чувствительности стирания в KNbO₃.

Из выражений (10) и (15) следует простое соотношение для $L \ll \Lambda$:

$$S_s^d/S_{ст}^d = m \frac{E_0}{E'_{O3}}. \quad (16)$$

Так как обычно $E'_{O3} < E_0$, то, согласно (16), $S_s^d > S_{ст}^d$. Однако в эксперименте наблюдается противоположное явление: чувствительность стирания при $I_0 > 0,5$ Вт/см² всегда больше, чем чувствительность записи (см. рис. 3—6). Если учесть, что из-за отражения и рассеяния световых пучков при записи голограмм $m < 1$, получаем отношение $S_s^d/S_{ст}^d \ll 1$, совпадающее с экспериментом.

Зависимость чувствительности от интенсивности света (см. рис. 6) также можно объяснить в рамках моделей Янга и Амоди. Необходимо принять во внимание, что в исследуемых кристаллах фотопроводимость имеет сублинейную люкс-амперную зависимость [8], что в рамках зонной модели объясняется изменением $\tau(I_0)$ [8]. При комнатной температуре фотопроводимость и соответственно произведение $\Phi\mu\tau$ увеличиваются в 2,4 раза при изменении интенсивности света от 0,1 до 1 Вт/см² [8]. Поэтому, согласно (10), (15), чувствительность также уменьшается в 2,4 раза для $L \ll \Lambda$. Экспериментальное значение чувствительности в рассматриваемом диапазоне интенсивностей уменьшается в 2,2 раза (см. рис. 6), т. е. имеет место удовлетворительное совпадение с теорией.

Температурная зависимость чувствительности в соответствии с выражениями (3), (4) определяется главным образом экспоненциальным ростом фотопроводимости, так как параметры, входящие в константу b

Таблица 2

Материал	$\frac{K, \text{нА} \cdot \text{см}}{\text{Вт}}$	$\frac{\Phi_{\text{пт}}, \text{см}^2}{\text{В}}$	$\frac{E_{\text{ф}}, \text{В}}{\text{см}}$	$\frac{S_{\text{в}}/\alpha, \text{см}^2}{\text{Дж}}$	Литература
LiNbO ₃ : Fe	3	1.10 ⁻¹³	10 ⁵	1,4.10 ⁻⁵	[3]
KNbO ₃ : Fe	0,25	5.10 ⁻¹²	10 ²	2.10 ⁻⁵	[7]
KNbO ₃ восстановленный	3	3.10 ⁻⁸	2	1.10 ⁻²	[8], [наст. работа]
SBN : Ce	?	1.10 ⁻⁸	?	1.10 ⁻²	[26, 27]

(поляризационно-оптический коэффициент $f_{33} = r_{33}/\epsilon_{33}\epsilon_0$ [24], n_e [25] и α [8]), практически не меняются от температуры. Произведение $\Phi_{\text{пт}}$, пропорциональное фотопроводимости в исследуемых кристаллах, увеличивается на два порядка при возрастании температуры от 20 до 160°C [8]. Чувствительность записи в этой области температур увеличивается только в 7 раз. Такое несоответствие между теорией и экспериментом, по нашему мнению, обусловлено влиянием конечной темновой проводимости на величину $S_{\text{в}}$ в области высоких температур.

Образование максимума на кривой $S_{\text{в}}(T)$ при $T = 160^\circ\text{C}$ главным образом объясняется наличием орторомбически тетрагонального фазового перехода при этой температуре, а также влиянием пироэлектрических и фотодоменных эффектов на фоторефракцию [11].

Таким образом, нами показано, что теория Янга [2] для записи и теория Амоди [10] для стирания голограмм удовлетворительно описывают зависимости чувствительности в восстановленных кристаллах KNbO₃ от периода голографической решетки, внешнего электрического поля, интенсивности света и температуры. Экспериментальные значения чувствительности в восстановленных кристаллах KNbO₃ для механизмов диффузии ($E_0 = 0$) и дрейфа ($E_0 \neq 0$) носителей на 2—3 порядка выше, чем в LiNbO₃ : Fe, где фоторефракция обусловлена фотогальваническим механизмом (табл. 2). Эта разница зависит главным образом от большой величины произведения $\Phi_{\text{пт}}$ в ниобате калия. Мы предполагаем, что в сегнетоэлектрических материалах с большой транспортной длиной носителей фотогальванический механизм не дает вклада в фоторефракцию. Высокую чувствительность записи голограмм в кристаллах Sr_{0,6}Va_{0,4}Nb₂O₇, модифицированных Се [26], можно объяснить, по нашему мнению, наличием диффузионного механизма фоторефракции в этом материале в условиях, когда транспортная длина носителей сравнима с периодом решетки (поскольку $\mu\tau = 1 \cdot 10^{-8} \text{ см}^2/\text{В}$ [27]).

Большие транспортные длины носителей в восстановленном KNbO₃ обусловлены малой концентрацией уровней захвата. В соответствии с [17] это должно привести к увеличению времени жизни носителей τ , к росту чувствительности стирания и к снижению стационарных значений дифракционной эффективности. Частично эту точку зрения подтверждает то обстоятельство, что в кристаллах KNbO₃, модифицированных Fe, параметр $\Phi_{\text{пт}}$ и чувствительность меньше, чем в чистом KNbO₃ (см. табл. 2).

Большие значения чувствительности записи и стирания голограмм, возможность существенного усиления чувствительности во внешнем электрическом поле и симметричный цикл записи и стирания делают восстановленные кристаллы ниобата калия перспективными для применения в динамической голографии (усиление световых пучков и изображений) и в устройствах памяти, работающих в реальном масштабе времени. В настоящее время, однако, не идентифицированы электронные центры, ответственные за механизмы записи, что затрудняет оптимизацию основных параметров.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шувалов Л. А., Волк Т. Р. Эффект фоторефракции в сегнетоэлектрических кристаллах.— В кн.: Актуальные проблемы современной физики сегнетоэлектрических явлений (Междуз. сб.). Калинин, изд. КПУ, 1978, с. 31.
2. Young L., Wong W. K. Y., Thewalt M. L. W., Cornish W. D. Theory of formation of phase holograms in lithium niobate.— Appl. Phys. Lett., 1974, vol. 24, p. 264.
3. Von der Linde D., Glass A. M. Photorefractive effects for reversible holographic storage of information.— Appl. Phys., 1975, vol. 8, p. 85.
4. Staebler D. L., Amodei J. J. Coupled-wave analysis of holographic storage in LiNbO_3 .— J. Appl. Phys., 1972, vol. 43, p. 1042.
5. Micheron F. Sensitivity of the photorefractive processes.— Ferroelectrics, 1978, vol. 18, p. 153.
6. Krätzig E., Orłowski R. LiTaO_3 as holographic storage material.— Appl. Phys., 1978, vol. 15, p. 133.
7. Günter P., Micheron F. Photorefractive effects and photocurrents in KNbO_3 : Fe.— Ferroelectrics, 1978, vol. 18, p. 27.
8. Krumins A. E., Günter P. Photovoltaic effect and photoconductivity in reduced potassium niobate crystals.— Phys. Stat. Sol. (a), 1979, vol. 55, p. K185.
9. Huignard J. P., Micheron F. High sensitivity read-write volume holographic storage in $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ and $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ crystals.— Appl. Phys. Lett., 1976, vol. 29, p. 591.
10. Amodei J. J. Analysis of transport processes during holographic recording in insulators.— RCA Rev., 1971, vol. 32, p. 185.
11. Krumins A., Günter P. Diffraction efficiency and energy transfer during hologram formation in reduced KNbO_3 .— Appl. Phys., 1979, vol. 19, p. 153.
12. Moharam M. G., Young L. Hologram writing by the photorefractive effect.— J. Appl. Phys., 1977, vol. 48, p. 3230.
13. Moharam M. G., Young L. Reading and optical erasure of holograms stored by the photorefractive effect in lithium niobate.— Appl. Opt., 1978, vol. 17, p. 2773.
14. Винецкий В. Л. и др. Усиление когерентных световых пучков динамическими голограммами в сегнетоэлектрических кристаллах.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1977, т. 41, № 4, с. 811.
15. Günter P. Photovoltages, photocurrents and photorefractive effects in KNbO_3 : Fe.— Ferroelectrics, 1979, vol. 22, p. 671.
16. Blotekjaer K. Theory of hologram formation in photorefractive media.— J. Appl. Phys., 1977, vol. 48, p. 2495.
17. Staebler D. L., Phillips W. Fe-doped LiNbO_3 for read-write applications.— Appl. Opt., 1974, vol. 13, p. 788.
18. Belabayev K. G., Markov V. B., Odulov S. G. Optical erasure of holograms in lithium niobate crystals.— Ferroelectrics, 1978, vol. 18, p. 137.
19. Bursian E. V., Girshberg Ya. G., Ruzhnikov A. V. The correlation between optical absorption spectra, carrier mobility and phase transition temperature in some ferroelectrics.— Phys. Stat. Sol. (b), 1976, vol. 74, p. 689.
20. Flückiger U., Arend H. On the preparation of pure, doped and reduced KNbO_3 single crystals.— J. Cryst. Growth, 1978, vol. 43, p. 406.
21. Orłowski R., Krätzig E., Kurz H. Photorefractive effects in LiNbO_3 : Fe under external electric fields.— Opt. Commun., 1977, vol. 20, p. 171.
22. Shah R. R., Kim D. M., Robson T. A., Tittel F. K. Characterization of iron-doped lithium niobate for holographic storage applications.— J. Appl. Phys., 1976, vol. 47, p. 5421.
23. Wiesendanger E. Optical properties of KNbO_3 .— Ferroelectrics, 1970, vol. 1, p. 141.
24. Günter P. Electro-optical properties of KNbO_3 .— Opt. Commun., 1974, vol. 11, p. 285.
25. Wiesendanger E. Dielectric, mechanical and optical properties of orthorhombic KNbO_3 .— Ferroelectrics, 1974, vol. 6, p. 263.
26. Megumi K., Kozuka H., Kobayashi M., Furuhashi Y. High-sensitive holographic storage in Ce-doped SBN.— Appl. Phys. Lett., 1977, vol. 30, p. 631.
27. Megumi K., Kozuka H., Kobayashi M., Furuhashi Y. The enhancement in photosensitivity of SBN with Ce-doping.— Proc. of the 1st Meeting on Ferroel. Mater. and Their Applications. Japan, 1978, p. 109.

*Поступила в редакцию
10 апреля 1979 г.*