

Мы видим, таким образом, что записанная периодическая решетка содержит много пространственных гармоник. Для определения эффективности диффузии и сдвига фазы необходимо найти из (13) величину первой Фурье-компоненты E_1 , поскольку на остальных гармониках поля в силу условий Брэгга не происходит дифракции света. Записывая первую Фурье-гармонику в виде $E_1 e^{iKx} + \text{К. С.}$, найдем из (13)

$$E_1 = -E_0 J_1(t/t_d) e^{-t/t_d} + \frac{iDK}{\mu} [1 - e^{-t/t_d} J_0(t/t_d) - e^{-t/t_d} J_1(t/t_d)], \quad (14)$$

$$t/t_d = \tau.$$

Здесь $J_0(\tau)$, $J_1(\tau)$ — модифицированные функции Бесселя. Сдвиг фазы решетки определяется из очевидного равенства

$$\operatorname{tg} \varphi = (\operatorname{Im} E_1(\tau)) / (\operatorname{Re} E_1(\tau)).$$

Находя далее амплитуду модуляции показателя преломления $\Delta n = \frac{1}{2} n_0^3 r_{13} |E_1|$ и определяя с ее помощью зависимость $\eta(t)$, приходим к формулам (4) — (7). В случае чистой диффузии в этих формулах следует положить $E_0 = 0$. При этом, очевидно, $\varphi = \pi/2$, а $\eta(t)$ подчиняется соотношению (4).

ЛИТЕРАТУРА

1. F. S. Chen. Optically induced change of refractive indices in LiNbO_3 and LiTaO_3 .— "J. Appl. Phys.", 1969, vol. 40, p. 3389—3396.
2. В. И. Белиничер, И. Ф. Канаев, В. К. Малиновский, Б. И. Стурман. Исследование эффекта оптического повреждения в кристаллах LiNbO_3 .— «ФТГ», 1976, № 8, с. 2256.
3. М. Б. Ройтенберг, В. К. Новик, Н. Д. Гаврилова. Особенности пьезоэлектрического эффекта и электропроводности в монокристаллах LiNbO_3 в области 20—250°С.— «Кристаллография», 1969, т. 14, с. 938.
4. W. D. Johnston. Optical index damage in LiNbO_3 and other pyroelectric insulators.— "J. Appl. Phys.", 1970, vol. 41, p. 3279—3285.
5. А. И. Ангерт, В. А. Пашков, И. М. Соловьева. Оптически наведенная неоднородность показателя преломления в кристаллах LiNbO_3 и LiTaO_3 .— «ЖЭТФ», 1972, т. 62, вып. 5, с. 1666.
6. A. M. Glass, D. von der Linde, T. J. Negran. High-voltage bulk photovoltaic effect and the photorefractive process in LiNbO_3 .— "Appl. Phys. Lett.", 1974, vol. 25, p. 233—235.
7. J. J. Amodei. Analysis of transport processes during holographic recording in insulators.— "RCA Rev.", 1971, vol. 32, p. 185—198.

Поступила в редакцию 27 февраля 1976 г.

УДК 772.99 : 681.14

И. Б. БАРКАН, Е. В. ПЕСТРЯКОВ, М. В. ЭНТИН

(Новосибирск)

КИНЕТИКА ИМПУЛЬСНОЙ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ ЗАПИСИ В ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛАХ

Голографическую запись в электрооптических кристаллах, содержащих глубокие ловушки, LiNbO_3 , LiTaO_3 и других можно объяснить модуляцией коэффициента преломления полем пространственного заряда [1]. Возникновение пространственно-неоднородного заряда связано

с перераспределением фотовозбужденных электронов между примесными центрами. Перераспределение вызвано дрейфом [1] и диффузией [2] электронов, возбужденных в зону проводимости неоднородной подсветкой. В случае импульсного источника света основные характеристики фоторефракционного эффекта (индуцированное светом изменение коэффициента преломления) определяются соотношением между длительностью светового импульса, временем жизни электрона в зоне проводимости и эффективными временами дрейфа и диффузии фотовозбужденных электронов.

При создании устройств оптической обработки информации в реальном масштабе времени важное значение имеет кинетика образования голограммы. В настоящей работе получены общие выражения, содержащие амплитудные, временные и пространственные характеристики фазовой голограммы, возникающей в электрооптических кристаллах при воздействии импульсного источника света.

Рассмотрим фоторефракционный эффект, приводящий к образованию фазовой голограммы. Две плоские волны, пересекаясь под углом θ , образуют интерференционную картину, описываемую выражением

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

где x — направление, перпендикулярное биссектору угла между лучами; $K = 2\pi/\Lambda$, $2\Lambda \sin \theta/2 = \lambda$, Λ — период интерференционной картины; λ — длина волны света; $I(x, t)$ — интенсивность света; m — коэффициент модуляции. Поместим широкозонный электрооптический кристалл, содержащий глубоколежащие примесные центры, в поле интерференционной картины. Если к кристаллу приложено электрическое поле (или в кристалле существует внутреннее поле) E_0 в направлении x , то временное и пространственное распределения концентрации фотовозбужденных свободных электронов N будут описываться уравнением непрерывности

$$\partial N / \partial t = g - (N/\tau) + (1/e) (\partial J / \partial x), \quad (2)$$

$$g = [\alpha \beta I(x, t)] / \hbar \omega; \quad J = -e \mu N E_0 + e D (\partial N / \partial x),$$

где $g(x, t)$ — скорость генерации, e — заряд электрона, J — плотность тока фотовозбужденных электронов, τ — время жизни электрона в зоне проводимости, α — коэффициент поглощения, β — квантовый выход, μ — подвижность электрона, D — коэффициент диффузии. В формуле (2) предполагается, что генерация свободных носителей монополярна и происходит в условиях, когда истощением примесных центров можно пренебречь. В кристалле существует один тип глубоких ловушек, тепловые переходы электронов с примеси в зону проводимости отсутствуют. Возникающий в результате дрейфа и диффузии ток свободных электронов из освещенных областей кристалла в неосвещенные приводит к накоплению на ловушках заряда $\rho(x, t)$, вследствие чего в кристалле возникает неоднородное электрическое поле $E_{пр}(x, t)$. Образование пространственного заряда и поля описывается уравнением непрерывности и уравнением Максвелла:

$$\partial \rho / \partial t = -\partial J / \partial x; \quad \partial E_{пр} / \partial x = \rho / \epsilon \quad (3)$$

(ϵ — диэлектрическая проницаемость). Предполагается, что поле $E_{пр} \ll E_0$. Возникшее поле пространственного заряда $E_{пр}(x, t)$ благодаря электрооптическому эффекту приводит к пространственной модуляции коэффициента преломления Δn . Для пробного пучка, распространяющегося в электрооптическом кристалле с поляризацией вдоль направления i [3],

$$\Delta n_i = -\frac{1}{2} n_i^2 r_{ix} E_x, \quad (4)$$

где n_i и r_{ix} — коэффициент преломления и электрооптический коэффициент.

Решение уравнения (2) имеет вид

$$N = \frac{\alpha\beta}{\hbar\omega} \int_0^t \left\{ \exp\left(\frac{t'-t}{\tau}\right) + m \exp\left(\frac{t'-t}{\tau_1}\right) \cos [Kx + Kv(t'-t)] \right\} I(t') dt'. \quad (5)$$

Здесь $\tau_1^{-1} = \tau^{-1} + K^2D$ — эффективное время релаксации распределения фотовозбужденных электронов в зоне проводимости $N(x, t)$; $v = \mu E_0$ — скорость дрейфа электрона; $(Kv)^{-1}$ и $(K^2D)^{-1}$ — соответственно эффективное время дрейфа и диффузии электрона между двумя соседними освещенными областями интерференционной картины (1). Плотность тока фотовозбужденных электронов можно представить в виде

$$J = -\frac{e\alpha\beta}{\hbar\omega} \int_0^t \left\{ v \exp\left(\frac{t'-t}{\tau}\right) + m \sqrt{v^2 + K^2D^2} \exp\left(\frac{t'-t}{\tau_1}\right) \times \right. \\ \left. \times \cos [Kx + Kv(t'-t) - \psi] \right\} I(t') dt', \quad (6)$$

где $\operatorname{tg} \psi = KD/v$.

Выражение для координатной составляющей поля пространственного заряда находится из формул (3) и (6):

$$E_{\text{пр}} = -\frac{1}{\varepsilon} \int_0^x dx' \int_0^t \frac{\partial J}{\partial x'} dt' = \frac{e\alpha\beta m}{\varepsilon \hbar\omega (\tau_1^{-2} + K^2v^2)} [A(t) \cos Kx + B(t) \sin Kx]. \quad (7)$$

Из выражений (4) и (7) получаем величину фоторефракционного эффекта

$$\Delta n_i = C_1 A(t) \cos Kx + C_1 B(t) \sin Kx = \Delta n_{i0} \cos (Kx + \varphi). \quad (8)$$

Здесь

$$C_1 = -\frac{e\alpha\beta m n_i^3 r_{ix}}{2\hbar\omega\varepsilon}; \quad (9)$$

$$A = (\tau_1^{-2} + K^2v^2)^{-1} \int_0^t I(t-t') \left\{ \left[-\frac{v}{\tau} \cos Kvt' + \right. \right. \\ \left. \left. + \left(Kv^2 + \frac{KD}{\tau_1} \right) \sin Kvt' \right] \exp\left(-\frac{t'}{\tau_1}\right) + \frac{v}{\tau} \right\} dt'; \quad (10)$$

$$B = (\tau_1^{-2} + K^2v^2)^{-1} \int_0^t I(t-t') \left\{ \left[-\left(Kv^2 + \frac{KD}{\tau_1} \right) \cos Kvt' - \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{v}{\tau} \sin Kvt' \right] \exp\left(-\frac{t'}{\tau_1}\right) + \left(Kv^2 + \frac{KD}{\tau_1} \right) \right\} dt'; \quad (11)$$

$$\operatorname{tg} \varphi = B/A; \quad (12)$$

$$\Delta n_{i0} = C_1 (A^2 + B^2)^{1/2}. \quad (13)$$

Величина φ характеризует сдвиг индуцированной фазовой решетки (8) относительно интерференционной картины (1). Решетка (8) представляет собой простейшую фазовую голограмму. Связь между эф-

фективностью дифракции объемной фазовой голограммы η и вариацией коэффициента преломления Δn имеет вид [4]

$$\eta = \sin^2[(\pi \Delta n d)/(\lambda \cos \theta/2)] \quad (14)$$

(d — толщина кристалла).

В случае когда аргумент синуса в (14) мал, выражение для эффективности дифракции с учетом (8) — (13) принимает вид

$$\eta(t) \simeq C_2^2 [A^2(t) + B^2(t)], \quad (15)$$

где

$$C_2 = - \frac{\alpha \beta \epsilon m d n_{i0}^2 \Gamma_{ix}}{4c \hbar \epsilon \cos \theta/2}.$$

Из выражений (8) — (13) видно, что в заданном приближении основные зависимости фоторефракционного эффекта определяются соотношением нескольких характерных времен: T — длительность светового импульса, τ , $(Kv)^{-1}$, $(K^2D)^{-1}$.

В случае световых импульсов с большой длительностью

$$1) T \gg \min[\tau, (Kv)^{-1}, (K^2D)^{-1}]$$

$$A = \frac{v/\tau}{\tau_1^{-2} + K^2v^2} W(t); \quad B = \frac{(Kv^2 + KD/\tau_1)}{\tau_1^{-2} + K^2v^2} W(t), \quad (16)$$

где

$$W(t) = \int_0^t I(t') dt';$$

подставляя (16) в (12), (13) и (15), получим

$$\eta \simeq C_2^2 \frac{v^2\tau^{-2} + (Kv^2 + KD/\tau_1)^2}{(\tau_1^{-2} + K^2v^2)^2} W^2(t), \quad (17)$$

$$\operatorname{tg} \varphi = (Kv^2 + KD/\tau_1)/(v/\tau). \quad (18)$$

Когда преобладает дрейф $Kv \gg K^2D$ (что соответствует $E_0 \gg Kk\Theta/e$ [2], где k — постоянная Больцмана, Θ — температура),

$$\eta \simeq C_2^2 \frac{v^2\tau^2}{K^2v^2\tau^2 + 1} W^2(t); \quad (19)$$

$$\operatorname{tg} \varphi = Kv\tau. \quad (20)$$

Когда преобладает диффузия $Kv \ll K^2D$,

$$\eta \simeq [C_2KD\tau_1W(t)]^2; \quad (21)$$

$$\varphi = \pi/2. \quad (22)$$

Таким образом, в случае длинных световых импульсов эффективность дифракции записываемой фазовой голограммы растет как квадрат временной зависимости плотности энергии светового импульса $\eta \sim W^2(t)$, а пространственный сдвиг фазовой решетки относительно интерференционной картины не зависит от времени.

Для световых импульсов малой длительности $T \ll \min[\tau, (Kv)^{-1}, (K^2D)^{-1}]$ в зависимости от момента наблюдения t различаются два случая:

2а) При $t \leq T$

$$\eta \simeq C_2^2 (v^2 + K^2 D^2) \left[\int_0^t t' I(t - t') dt' \right]^2, \quad (23)$$

$$\operatorname{tg} \varphi = KD/v; \quad (24)$$

2б) При $t \gg T$

$$A = (\tau_1^{-2} + K^2 v^2)^{-1} \left\{ \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \left[-\frac{v}{\tau} \cos Kvt + \left(Kv^2 + \frac{KD}{\tau_1}\right) \sin Kvt \right] + \frac{v}{\tau} \right\} W(\infty); \quad (25)$$

$$B = (\tau_1^{-2} + K^2 v^2)^{-1} \left\{ \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \left[-Kv^2 + \frac{KD}{\tau_1} \cos Kvt - \frac{v}{\tau} \sin Kvt \right] + Kv^2 + \frac{KD}{\tau_1} \right\} W(\infty); \quad (26)$$

$$\eta \simeq C_2^2 \frac{v^2 \tau^{-2} + (Kv^2 + KD\tau_1^{-1})^2}{(\tau_1^{-2} + K^2 v^2)^2} \left[1 - 2 \exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right) \cos Kvt + \exp\left(-\frac{2t}{\tau_1}\right) \right] W^2(\infty), \quad (27)$$

где $W(\infty) = \int_0^\infty I(t) dt.$

Из выражения (27) видно, что в случае коротких световых импульсов время образования фоторефракционного эффекта (соответственно время записи голограммы) определяется $\tau_1 = (1/\tau + K^2 D)^{-1}$, т. е. временем жизни электрона в зоне проводимости и эффективным временем диффузии электрона.

Если преобладает диффузия и $Kv \ll 1/\tau$ (случай 2б), то

$$\eta \simeq \{C_2 KD \tau_1 [1 - \exp(-t/\tau)] W(\infty)\}^2; \quad (28)$$

$$\varphi = \pi/2.$$

Если преобладает дрейф и $Kv \gg 1/\tau$ (случай 2б), то для моментов времени $T \ll t \ll \tau_1$

$$\Delta n = C_1 K^{-1} [\sin Kx - \sin(Kx - Kvt)] W(\infty); \quad (29)$$

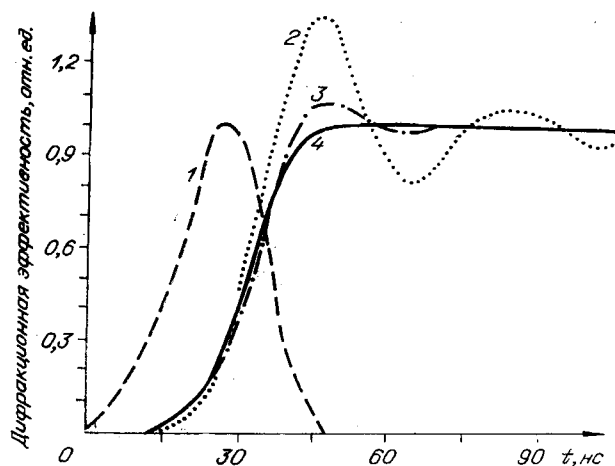
$$\eta \simeq 4C_2^2 K^{-2} \sin^2 \frac{Kvt}{2} W^2(\infty). \quad (30)$$

В течение времени $T \ll t \ll \tau_1$ фазовая решетка (29) состоит из двух подрешеток: неподвижной, связанной с ионизированными примесями, идвигающейся со скоростью v подрешетки, дрейфующей в поле E_0 . Это приводит к осцилляциям эффективности дифракции (30) после окончания действия короткого светового импульса. Период осцилляций определяется эффективным временем дрейфа электрона между двумя освещенными областями интерференционной картины $2\pi (Kv)^{-1}$.

В промежуточном случае

$$3) T \sim \tau, (Kv)^{-1}, (K^2 D)^{-1}$$

следует учитывать временную зависимость интенсивности света в выражениях для амплитуд $A(t)$ и $B(t)$ (10), (11). Численный расчет на ЭВМ эффективности дифракции фазовой голограммы для заданного светового импульса $I(t)$ (кривая 1) волнового вектора решетки K и параметров кристалла τ , v , D приведен на рисунке. Видно, что в случае преоблада-



ния дрейфа ($KD \ll v$, кривая 2) эффективность дифракции содержит сильные осцилляции и время образования голограммы превышает длительность светового импульса. При «включении» диффузионного механизма ($KD/v = 1/2$, кривая 3) амплитуда осцилляций и время записи голограммы уменьшаются. В случае преобладания диффузионного механизма ($KD/v = 2$, кривая 4) осцилляций нет, а время образования фазовой голограммы определяется длительностью светового импульса.

Работа проведена в Институте физики полупроводников СО АН СССР совместно с Новосибирским государственным университетом.

ЛИТЕРАТУРА

1. F. S. Chen. Optically induced change of refractive indices in LiNbO_3 and LiTaO_3 .— "J. Appl. Phys.", 1969, vol. 40, p. 3389.
2. J. J. Amodei. Electron diffusion effects during hologram recording in crystals.— "Appl. Phys. Lett.", 1971, vol. 18, p. 22.
3. Е. Р. Мустель, В. Н. Парыгин. Методы модуляции и сканирования света. М., «Наука», 1970.
4. H. Kogelnik. Coupled wave theory for thick hologram gratings.— "Bell Syst. Techn. J.", 1969, vol. 48, p. 2909.

Поступила в редакцию 4 февраля 1976 г.

УДК 772 : 773

И. Б. БАРКАН, Е. В. ПЕСТРЯКОВ, М. В. ЭНТИН
(Новосибирск)

ИССЛЕДОВАНИЕ ИМПУЛЬСНОЙ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ ЗАПИСИ В МОНОКРИСТАЛЛЕ LiNbO_3 С ПРИМЕСЬЮ Fe

В последнее время появились работы [1, 2], посвященные импульсной записи фазовых голограмм в кристаллах LiNbO_3 , легированных железом. В этих работах величина эффективности дифракции измерялась после завершения процесса записи. В то же время по данным авторов [3] существуют быстрые компоненты релаксации (~ 1 мкс) оптической неоднородности, наведенной импульсным лазером в кристалле LiNbO_3 .