

мостью пренебрегать нельзя, поэтому выражения для $E_{\text{нас}}$ и T_0 изменяются. Величина ΦL , однако, остается без изменений.

Таким образом, при помощи нашего экспериментального метода нами получены микроскопические величины $\Phi_{\text{вт}}$, $L/\mu t$ и ΦL , а также макроскопические параметры, такие как время диэлектрической релаксации, значение поля насыщения, чувствительность фоторефракции и фотопроводимости.

ЛИТЕРАТУРА

1. Von Baltz R.—Ferroelectrics, 1981, vol. 35, p. 131.
2. Von der Linde D., Glass A. M.—Appl. Phys., 1975, vol. 8, p. 85.
3. Ashkin A., Boyd D. D., Dziedzic J. M., Smith R. G., Ballman A. A., Levinstein H. J., Nassau K.—Appl. Phys. Lett., 1966, vol. 9, p. 72.
4. Chen F. S., LaMacchia J. T., Frazer D. B.—Appl. Phys. Lett., 1968, vol. 13, p. 223.
5. Glass A. M., Von der Linde D., Negran T. J.—Appl. Phys. Lett., 1974, vol. 25, p. 233.
6. Fridkin V. M., Grekov A. A., Ionov P. V., Rodin A. I., Savchenko E. A., Mikhailina K. A.—Ferroelectrics, 1974, vol. 8, p. 433.
7. Staebler D. L., Amodei J. J.—J. Appl. Phys., 1972, vol. 43, p. 1042.
8. Chen F. S.—J. Appl. Phys., 1969, vol. 40, p. 3389.
9. Serreze H. B., Goldner R. B.—Appl. Phys. Lett., 1973, vol. 22, p. 626.
10. Grousseau R., Henry M., Mallick S., Xu S. L.—J. Appl. Phys. (to be published).
11. Françon M., Mallick S.—In: Polarization Interferometers. N. Y.: John Wiley, 1974.

Поступила в редакцию 14 февраля 1983 г.

УДК 778.38+681.785.57

П. ГЮНТЕР

(Цюрих, Швейцария)

УСИЛЕНИЕ ИЗОБРАЖЕНИЯ И СОПРЯЖЕНИЕ ФАЗЫ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ В ФОТОРЕФРАКТИВНЫХ МАТЕРИАЛАХ

Введение. Фотоиндуцированные изменения показателя преломления в электрооптических материалах могут быть использованы для записи фазовых голограмм в объеме фоторефрактивного кристалла [1]. Запись объемных голограмм сопровождается интерференцией падающего светового пучка с дифрагированным пучком внутри записывающего материала. Этот эффект вызывает запись новой решетки, которая может добавляться или вычитаться из начальной. В результате решетка оказывается неоднородной по толщине материала и может иметь фазовый сдвиг относительно начальной [2]. Перекачка энергии между записывающими пучками в основном зависит от фазового сдвига между интерференционной картиной и записанной решеткой. Показано, что стационарная перекачка энергии будет запрещена, если фазовый сдвиг между интерферограммой и записанной голограммой будет равен 0 или π вследствие разрушающей интерференции, вызванной брэгговским дифрагированным пучком с фазовым сдвигом $\pi/2$ относительно записывающего луча, распространяющегося в том же направлении. Следовательно, максимум перекачки энергии получается в том случае, если есть дополнительный фазовый сдвиг $\pi/2$ между недифрагированным сигнальным пучком и дифрагированным опорным пучком. По этой причине постоянный фазовый сдвиг решетки относительно распределения интенсивности равен $\pi/2$ [2]. Такой фазовый сдвиг может быть получен, если основной механизм записи диффузионный либо если длина фотопереноса L_E сравнима или больше шага решетки Λ (нарушение квазинейтральности) [3]. Перекачка энергии между интерферирующими пучками внутри фотореф-

рактивного материала может быть использована для усиления когерентного светового пучка, включая усиление пучка, несущего оптическую информацию. Первая часть работы посвящена усилению света в материалах, где квазинейтральность может быть нарушена при приложении умеренного электрического поля.

Недавно было предложено несколько интересных приложений материалов нелинейной оптики для восстановления изображения с фазовыми искажениями (адаптивная оптика) [4]. В работе показано, что некоторые из этих приложений могут иметь преимущества при использовании вырожденного четырехволнового взаимодействия (ЧВВ) в фоторефрактивных материалах. В то время как в материалах нелинейной оптики оптическая нелинейность возникает благодаря «мгновенному» электронному отклику, в электрооптических материалах она существует вследствие электронной и решеточной поляризуемости, возникающей в поле фотоиндуцированного пространственного заряда, и является инерционной. Преимущество электрооптических систем заключается в том, что они требуют значительно меньшей световой мощности по сравнению с материалами, обладающими только электронным откликом.

В экспериментах, описанных в данной работе, использовались восстановленные кристаллы $\text{KNbO}_3:\text{Fe}$. Оптимальная кристаллографическая ориентация так же, как и другие необходимые параметры материала, и методы восстановления кристаллов, легированных Fe, были описаны в серии предыдущих публикаций [3, 9, 10].

Восстановленный KNbO_3 как сегнетоэлектрик с фотопроводимостью, сравнимой или большей чем в $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ и $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ [9, 10], имеет много преимуществ перед более распространенным фотопроводником $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$. Во-первых, несколько большая величина спонтанной поляризации дает больший электрооптический эффект, приводящий, в свою очередь, к большей величине стационарных фотоиндуцированных изменений коэффициента преломления. Во-вторых, фотопроводимость достаточно высока, чтобы даже в области длин волн порядка 600 нм эти стационарные изменения коэффициента преломления достигались менее чем за секунду при невысокой плотности мощности света, т. е. на 2 порядка быстрее, чем в $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$. В то время как взаимодействие пучков в $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ и $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ существенно ослабляется благодаря большой оптической активности этих материалов, оптическая поляризация в $\text{KNbO}_3:\text{K}$ остается без изменений, если она параллельна оптическим осям кристалла.

Фоторефрактивная запись в $\text{KNbO}_3:\text{Fe}^{2+}$ существенно более эффективна, чем в BaTiO_3 с большим электрооптическим эффектом; типичное время отклика $T \sim 10$ мс при длине волны записи $\lambda = 488$ нм и $T \sim 100$ мс при $\lambda = 592$ нм для $I = 1$ Вт/см² в $\text{KNbO}_3:\text{Fe}^{2+}$. Эта величина много меньше полученной для BaTiO_3 при $\lambda = 514$ нм, $T \approx 1$ с [11].

Фоторефрактивный эффект в фотопроводящих материалах. Светоиндуцированные изменения коэффициента преломления в электрооптических кристаллах основаны на пространственной модуляции фотопроводимости при неоднородном освещении. Электроны и дырки, возбуждаемые с примесных центров светом соответствующей длины волны, пере захватываются во время миграции другими ловушками, создавая положительно или отрицательно заряженные ионизованные центры захвата. Возникающее в результате поле пространственного заряда между ионизованными донорными центрами и захваченными зарядами модулирует коэффициент преломления посредством электрооптического эффекта.

В фотопроводниках с электронами в качестве носителей фототок вдоль одного из направлений (z) дается уравнением

$$j(z, t) = (e\Phi\alpha/h\nu)I(z, t)L_d - (\mu\tau\Phi\alpha kT/h\nu)dI(z, t)/dz, \quad (1)$$

где $L_d = \mu\tau E_0$ — дрейфовая длина, e — заряд электрона, Φ — квантовая эффективность возбуждения электрона, α — коэффициент поглощения, $h\nu$ — энергия фотона, μ — подвижность электрона, τ — время жизни фо-

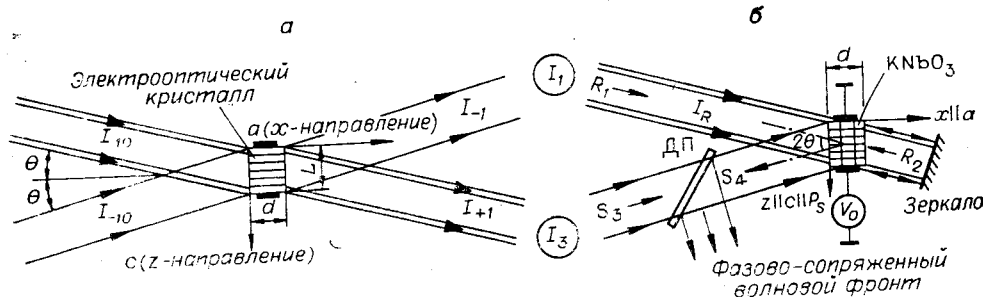


Рис. 1. Экспериментальная схема для усиления когерентного света при двухволновом взаимодействии (а) и обращения фазы световой волны при вырожденном четырехволновом взаимодействии (б)
(ДП — делитель пучка).

товозбужденного электрона, $I(z, t)$ — распределение интенсивности света, E_0 — приложенное электрическое поле.

Элементарная решетка, записываемая по схеме рис. 1, находится в фазе с интерференционной картиной, образованной записывающими пучками, если механизм записи дрейфовый. При диффузионном механизме записи фототок зависит от первой пространственной производной распределения интенсивности, и, следовательно, существует фазовый сдвиг $\pi/2$ между записываемой решеткой и интенсивностью интерференционной картины. Показано, что решетка с фазовым сдвигом $\pi/2$ получается и при дрейфовой записи, если длина дрейфа L_d становится сравнимой с шагом решетки Λ (нарушения условия квазинейтральности).

Электрооптические материалы с фотопроводимостью, достаточно высокой, чтобы «нарушение квазинейтральности» осуществлялось уже в полях средней напряженности, приведены в таблице вместе с данными по фотопроводимости и электрооптическими коэффициентами, характеризующими оптическую активность этих материалов.

Объемные голограммы с фазовым сдвигом, записываемые в этих кристаллах, дают возможность эффективного динамического перераспределения энергии между двумя или более пучками и могут, следовательно, использоваться для усиления когерентного света слабых пучков [2] или генерации комплексно-сопряженной (обращенной) волны [5].

Усиление когерентного света. Самодифракция записывающих лучей в объеме динамического материала с нелокальным откликом может приводить к эффективной перекачке оптической энергии. Интенсивности двух пучков внутри фоторефрактивного материала толщиной d представлены выражениями [2]

$$I_{-1} = (I_0 \beta_0 / (1 + \beta_0 e^{\Gamma d})) \exp(\Gamma - \alpha) d \approx I_{-10} \exp(\Gamma - \alpha) d, \quad (2)$$

$(\beta_0 \ll 1)$

$$I_{+1} = (I_0 / (1 + \beta_0 e^{\Gamma d})) \exp(-\alpha d), \quad (3)$$

где $I_0 = I_{-10} + I_{+10}$ — полная интенсивность падающего на кристалл света; $\beta_0 = I_{-10} / I_{+10}$; Γ — экспоненциальный множитель, характеризующий перекачку энергии. Усиление Γ определяется сдвинутой на $\pi/2$ компонентой решетки с амплитудой Δn_1 :

$$\Gamma(x) = (4\pi\beta_0(x)\Delta n_1 \times \times (x) / \lambda \cos \theta) \sin \Phi_g(x) \quad (4)$$

(λ — записывающая длина волны, 2θ — угол между записывающими пучками, Φ_g — фазовый сдвиг решетки).

Общее выражение для

Фотопроводящие электрооптические материалы

Материал	Фотопроводимость L_d/E , мкм/кВ/см	Электрооптический коэффициент γ_{ij} , пм/В
$\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$	1	5
$\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$	0,8	3,4
$\text{KNbO}_3 : \text{Fe}^{2+}$	0,3	64
$\text{K}(\text{NbTa})\text{O}_3$ ($T_c = 40^\circ\text{C}$)	0,01	500
$\text{Ba}_{0,25}\text{Sr}_{0,75}\text{Nb}_2\text{O}_6$	0,8	45

множителя Γ , описывающее относительный вклад различных процессов переноса заряда, было получено в [2]:

$$\Gamma = cE_D [1 + (E_D/E_q) + (E_0^2/E_DE_q)] / [(1 + (E_D/E_q))^2 + (E_D/E_q)^2]. \quad (5)$$

Здесь c — коэффициент пропорциональности, характеризующий электрооптическую активность материала; $E_D = (2\pi/\Lambda)(kT/e) = A/\Lambda$ — диффузионное поле и $E_q = dN_A\Lambda/2\pi\epsilon_0 = B\Lambda$ — максимальное значение напряженности поля пространственного заряда, ограниченного концентрацией ловушек N_A ; ϵ — диэлектрическая проницаемость вдоль направления этого поля.

Из уравнения (2) видно, что эффективное усиление слабого пучка получается при условии, если экспоненциальный множитель Γ больше коэффициента поглощения ($\Gamma > \alpha$). Зная детально механизм фоторефрактивной записи, можно оптимизировать фазовый сдвиг решетки выбором соответствующих физических параметров (прикладываемое электрическое поле, период решетки, длина волны записи и т. д.) и регулировать с помощью этих параметров усиление в экспериментах по перекачке энергии (уравнение (5)). Экспериментальные результаты таких измерений показаны на рис. 2, б (зависимость от электрического поля) и рис. 3, б (зависимость от периода решетки). Эти кривые могут быть получены из уравнения (5) при использовании параметров материалов, приведенных в таблице [3, 9]: $\epsilon = 50$ и $N_A = 5,9 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Теоретические кривые $\Gamma(E_0)$ и $\Gamma(\Lambda)$, рассчитанные с использованием этих параметров, показаны на рис. 2, а и 3, а. Пространственно-частотная зависимость учитывается в уравнении (5) через зависимость E_D и E_q от Λ .

Зависимость усиления Γ от электрического поля достигает насыщения при $E_0 \rightarrow 20$ кВ/см, что свидетельствует о том, что необходимая длина переноса заряда ($L_d = 6$ мкм для $E_0 = 20$ кВ/см) становится сравнимой с шагом решетки ($\Lambda = 5$ мкм), и, следовательно, нарушается условие квазинейтральности. Насыщение $\Gamma(E_0)$ в теоретических графиках достигается при меньших напряженностях поля и для более коротких длин волн, так как период решетки становится меньше на этих длинах волн и фазовый сдвиг $\pi/2$ происходит при меньших длинах дрейфа.

Зависимость усиления Γ от периода решетки обнаруживает максимум при выполнении условий $K_{\max}L_d = 1$, т. е. при $\Lambda_{\max} = 2\pi\epsilon E_0$. Максимальное усиление $\Gamma = 11,5 \text{ см}^{-1}$ получалось в эксперименте при $E_0 = 16$ кВ/см и $\Lambda \approx 7$ мкм. При использовании оптимальных параметров записи возникало 25-кратное усиление оптического изображения почти в реальном времени (время записи 10 мс) без заметных качественных искажений изображения, возникающих вследствие неоднородностей кристалла [6] (рис. 4, а, б).

Количественное расхождение между теорией и экспериментом возникает, по нашему мнению, благодаря тому, что в эксперименте отраженный от поверхности кристалла пучок также интерферирует с записывающими лучами и уменьшает при этом контраст интерференционных линий, в то время как теоретические расчеты учитывают лишь взаимодействие двух пучков. Тем не менее, хорошее качественное согласие между теорией и экспериментом указывает на то, что в первом приближении в определенных условиях многократное взаимодействие пучка также может быть описано, хотя бы качественно, в рамках приближений, использованных выше.

Обращение фазы света при вырожденном четырехволновом взаимодействии (ЧВВ). При ЧВВ две встречные накачивающие волны с комплексными амплитудами R_1 и R_2 и слабой сигнальной волной S_3 взаимодействуют в объеме нелинейной среды и создают четвертую волну S_4 , комплексно сопряженную с сигнальной волной (см. рис. 1, б). Первые наблюдения фазового обращения при четырехволновом взаимодействии в фоторефрактивном кристалле были опубликованы в [5] для $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ и в [7] для LiNbO_3 и LiTaO_3 . Недавно проведенные эксперименты

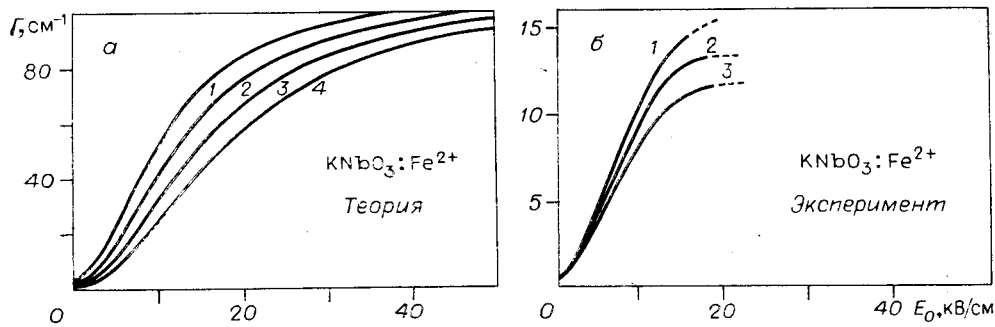


Рис. 2. Теоретическая (а) и экспериментальная (б) зависимости усиления Γ от электрического поля при различных периодах решетки для $\text{KNbO}_3:\text{Fe}^{2+}$ (сглаженные кривые с 5%-ной относительной ошибкой):

а: 1 — $\Lambda=4,0$ мкм, $\lambda=400$ нм; 2 — $\Lambda=4,9$ мкм, $\lambda=488$ нм; 3 — $\Lambda=5,9$ мкм, $\lambda=592$ нм; 4 — $\Lambda=7,0$ мкм, $\lambda=700$ нм ($\theta=2,87^\circ$); б: 1 — $\lambda=488$ нм, $\Lambda=4,9$ мкм; 2 — $\lambda=514,5$ нм, $\Lambda=5,1$ мкм; 3 — $\lambda=592$ нм, $\Lambda=5,9$ мкм ($\theta=2,87^\circ$, $\beta=155$, $I_0=66$ мВт/см²).

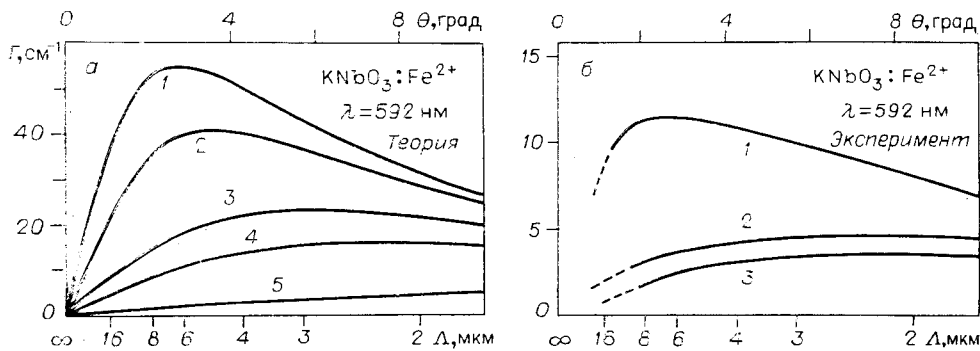


Рис. 3. Усиление Γ как функция угла между взаимодействующими пучками θ при разных электрических полях для $\text{KNbO}_3:\text{Fe}^{2+}$:

а — теоретическая зависимость (уравнение (5)): 1 — $E_0=16$ кВ/см, 2 — $E_0=12$ кВ/см, 3 — $E_0=7$ кВ/см, 4 — $E_0=5$ кВ/см, 5 — $E_0=0$ кВ/см; б — экспериментальная зависимость (сглаженные кривые с 5%-ной относительной ошибкой): 1 — $E_0=16$ кВ/см, 2 — $E_0=7$ кВ/см, 3 — $E_0=5$ кВ/см.

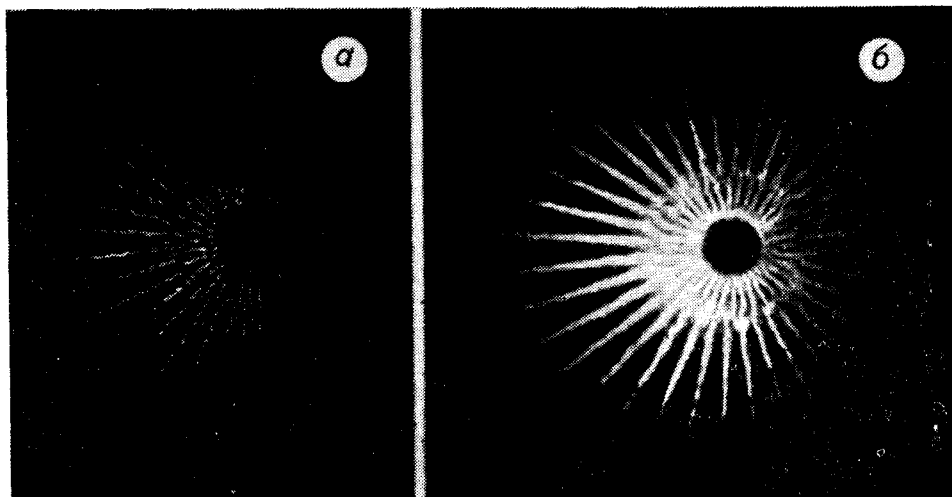


Рис. 4. Первоначальное изображение, прошедшее через восстановленный кристалл, KNbO_3 (а), и изображение, усиленное в 25 раз (б).

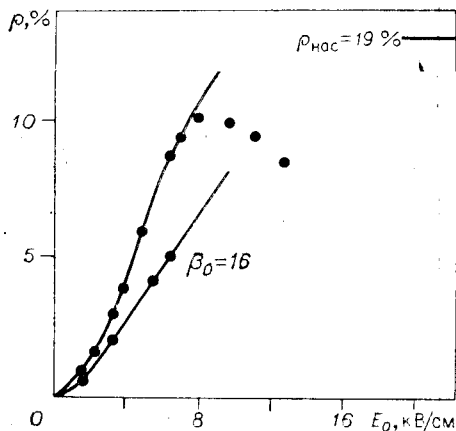


Рис. 5. Зависимость отражения волнового фронта от приложенного электрического поля при разных соотношениях интенсивностей пучков для $\text{KNbO}_3:\text{Fe}^{2+}$ ($\lambda=592$ нм, $\Lambda=2,6$ мкм, $I_0=100$ мВт/см², $d=3,328$ мм).

модействия, предложенное в [4] и развитое в [5], можно рассматривать появление четвертой волны как следствие дифракции одного из накачивающих пучков на дифракционной решетке, записанной двумя другими пучками.

Величина $\rho = I_4(x=0)/I_3(x=0)$, характеризующая обращение волнового фронта, также зависит от процессов записи и может быть выражена через поля, описывающие процессы переноса заряда. В первом приближении (малые ρ, \dots) получается [5]

$$\rho \approx R \frac{I_2}{I_1} \frac{E_0^2 + E_D^2}{(1 + E_D/E_q)^2 + E_0^2/E_q^2} \quad (6)$$

где R — коэффициент пропорциональности, зависящий в основном от электрооптических свойств среды [12].

Зависимость ρ от электрического поля для различных величин отношения $\beta_0 = I_1/I_3$ показана на рис. 5, где приведены также другие параметры, использованные в этих экспериментах и являющиеся оптимальными величинами, определенными по двухволновому взаимодействию.

В пределе $E_0 < E_q$ наблюдается квадратичная полевая зависимость, что согласуется с уравнением (6). Для больших электрических полей $E_0 > E_q$ обращение волнового фронта достигнет насыщения, так как согласно уравнению (6) $\rho \propto E_q^2$ для $E_0 \gg E_q$ независимо от E_0 . На рис. 5 изображена ожидаемая зависимость от электрического поля (уравнение (6)) с $E_q = 17$ кВ/см. Полученное максимальное значение отражения равно 19%.

Тем не менее для больших электрических полей экспериментальные результаты, представленные на рис. 5, обнаруживают насыщение $\rho(E_0)$ при E_0 вблизи 8 кВ/см. При больших напряженностях поля происходит уменьшение ρ , что не может быть объяснено теоретическим соотношением (уравнение (6)), так как оно справедливо лишь для слабого вол-



Рис. 6. Экспериментальная схема генерации фазово-обращенной волны и коррекции фазовых искажений при четырехволновом взаимодействии в фоторефрактивных материалах:

ДП — делитель пучка, 1 — размер пятна выходного луча, 2 — отраженный луч после обратного прохождения через искажающую пластинку, 3 — размер пятна искаженного луча, 4 — искажающая пластинка или рассеивающая линза; 5 — фоторефрактивный кристалл ($\text{KNbO}_3:\text{Fe}^{2+}$), 6 — отраженный луч.

с BaTiO_3 [8] показали, что в материалах с большими электрооптическими коэффициентами может быть получена генерация фазово-обращенной волны с одновременным усилением.

Используя голографическое приближение для четырехволнового взаи-

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 ВаТiО₃ [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