

УДК 535.876.22

## ГИРАЦИОННЫЙ ЭНЕРГООБМЕН СВЕТОВЫХ ВОЛН В ГИРОТРОПНЫХ КРИСТАЛЛАХ $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$

Н. В. Кухтарев, М. С. Бродин, В. И. Волков

В данной работе впервые реализован энергообмен при взаимодействии двух импульсных пучков ( $\tau_n \approx 10^{-8}$  с) в кристалле  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$  ( $\lambda \approx 694.3$  нм) и проведено сопоставление экспериментальных результатов с адекватной теорией, учитывающей специфику записи голограмм в гиротропных кристаллах.

Кубические гиротропные кристаллы класса 23, к которому принадлежит кристалл  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$  (ВТО), оказались перспективными для практических приложений в динамической интерферометрии вследствие их чувствительности к записи голограмм в красной области спектра [1, 2].

Специфика анизотропной самодифракции, реализуемой на лазерах непрерывного действия в ВТО в стационарном режиме, позволяет получать различные виды преобразования световых волн: самодифракционный поворот плоскости поляризации (самодифракционную гирацию) и энергообмен.

К настоящему времени опубликованы работы по экспериментальному и теоретическому анализу записи динамических голограмм в кристаллах  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  [3, 4], однако в этих работах не учитываются должным образом гиротропные свойства кристаллов.

В данной работе впервые реализовано преобразование световых волн при записи динамических голограмм в ВТО в импульсном режиме (с длительностью импульса  $\tau_n \approx 10^{-8}$  с) и проведено сопоставление экспериментальных результатов с адекватной теорией, учитывающей специфику записи голограмм в гиротропных кристаллах.

Для геометрии взаимодействия световых волн (рис. 1) с амплитудами

$$\mathcal{E}_1 = a_1 e^{i\eta_1} + \text{к. с.}, \quad \mathcal{E}_2 = b e^{i\eta_2} + \text{к. с.}, \quad (1)$$

где  $a$ ,  $b$  — плавные амплитуды волн,  $\eta_{1,2} = \omega t - \mathbf{k}_{1,2} \mathbf{r}$ , интенсивность интерферирующих волн имеет вид

$$I(x) = I_0 + (\Delta I e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}} + \text{к. с.}), \quad (2)$$

где

$$I_0 = |a|^2 + |b|^2, \quad \Delta I = ab^*, \quad \mathbf{q} = \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2.$$

Вследствие фотогенерации, диффузно-дрейфового перераспределения и рекомбинации носителей в кристалле возникает пространственная модуляция электрического поля (решетка), которую можно записать в виде

$$E(x) = E_0 + (\Delta E e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}} + \text{к. с.}), \quad (3)$$

$E_0$  — внешнее постоянное электрическое поле. Амплитуда решетки  $\Delta E$  определяется из системы уравнений фотогенерации, диффузии, дрейфа и рекомбинации [5]

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial N_D^+}{\partial t} - \frac{\nabla \mathbf{j}}{e}, \quad \mathbf{j} = e(\mu \mathbf{E} - D \nabla) n,$$

$$\frac{\partial N_D^+}{\partial t} = sI (N_D - N_D^+) - RnN_D^+, \quad \nabla (\varepsilon_0 E) = 4\pi e (n + N_A - N_D^+). \quad (4)$$

Здесь  $n$  — концентрация фотовозбужденных носителей,  $N_D$  — концентрация фоточувствительных доноров,  $N_D^+$  — концентрация ионизированных доноров,  $N_A$  — концентрация компенсирующих акцепторов,  $s$  — сечение захвата фотона донорным центром,  $R$  — коэффициент рекомбинации,  $\mu$  — подвижность,  $D$  — коэффициент диффузии носителей. Интенсивность  $I$  выражена в единицах квант/см<sup>2</sup>·с.

Уравнение для плавных амплитуд  $a$  и  $b$  принимает вид (в отсутствие внешнего поля  $E_0=0$ )

$$\begin{aligned} \partial a_{x,z}/\partial y &= -i (r\Delta E b_{x,z} \pm i G a_{x,z}), \\ \partial b_{x,z}/\partial y &= -i (r\Delta E^* a_{x,z} \pm i G b_{x,z}), \end{aligned} \quad (5)$$

где  $G$  — удельная оптическая активность кристалла;  $r = k_0 x^3 r_{14} / 2 \cos \theta$ ;  $k_0$  — волновое число;  $x$  — показатель преломления;  $r_{14}$  — электрооптический коэффициент кристалла.

Для интенсивностей линейно-поляризованных под углом  $\Phi$  к оси [001] волн из системы уравнений (5) получим (в линейном по  $r$  приближении)

$$\begin{aligned} I_1 = |a|^2 &= I_{10} + \frac{2k_0 \Delta x}{G} \frac{I_{10} I_{20} \xi}{I_0} \sin Gy \sin (Gy - 2\Phi), \\ I_2 &= I_{10} + I_{20} - I_1, \end{aligned} \quad (6)$$

где  $I_{10, 20}$  — граничные значения интенсивностей;  $\Delta x = x^3 r_{14} E_D / 2$ ;  $I_0 = I_{10} + I_{20}$ ;  $E_D = (kT/e)(2\pi/L)$  — диффузионное поле;  $kT$  — температура в энергетических единицах;  $L$  — период голографической решетки, связанный с длиной волны  $\lambda_0$  и углом схождения световых пучков  $\theta$  соотношением  $L = \lambda_0 (2 \sin \theta)^{-1}$ . Величина  $\xi$  имеет следующий вид.

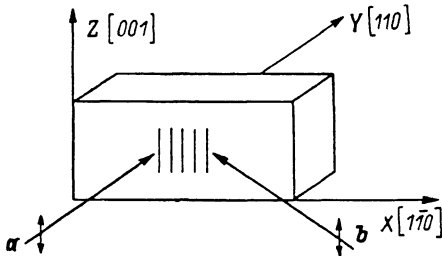


Рис. 1. Геометрия взаимодействия световых волн в кристалле  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ .

1) Для стационарного случая в приближении линейной рекомбинации

$$\xi = (1 + E_D/E_q)^{-1}, \quad (7)$$

$E_q = 2eLN_D N_A e^{-1} (N_D - N_A)^{-1}$  — поле максимального объемного заряда.

Отношение  $E_D/E_q$  можно также представить в виде  $(l_D/L)^2$ , где  $l_D = [4\pi\varepsilon_0 kT (1 - N_A N_D^{-1}) / e^2 N_A]^{1/2}$  — дебаевская длина экранирования.

2) В нестационарном случае при аппроксимации реального импульса прямоугольным с длительностью  $\tau_n$ , равной полуширине реального, и в случае, когда эта величина значительно меньше времени релаксации, получаем

$$\xi = \frac{\tau_n}{\tau_M} \left[ 1 + \frac{\tau_g}{\tau_U} (e^{-\tau_n/\tau_g} - 1) \right]. \quad (8)$$

При этом под интенсивностью понимается усредненная по длительности импульса величина,

$$\tau_M = \left[ \frac{4\pi e}{\varepsilon_0} \mu (N_D - N_A) \right]^{-1}$$

— минимально возможное максвелловское время релаксации,  $\tau_g^{-1} = ST$  — «скорость» генерации.

С учетом того что  $\tau_n \ll \tau_M$ , из (7), (8) следует, что стационарный энергообмен более эффективен по сравнению с нестационарным, если  $E_D \leq E_q$ . Однако при малых периодах решетки и больших интенсивностях, когда

$$E_q \leq E_D \frac{\tau_n}{\tau_M} \left[ 1 + \frac{\tau_g}{\tau_n} (e^{-\tau_n/\tau_g} - 1) \right],$$

нестационарный энергообмен может превысить стационарный. В этом случае стационарное значение поля уменьшается экранирующим влиянием перераспределенных зарядов, которое не успевает произойти за время действия импульса, что и объясняет большую интенсивность нестационарного энергообмена.

Из анализа выражения (6) следует, что энергообмен существенно зависит от исходной поляризации световых волн: 1) при повороте плоскости поляризации на  $90^\circ$  (переход от  $\Phi = \Phi_0$  к  $\Phi = \Phi_0 \pm \pi/2$  в (6)), направление энергообмена меняет знак; 2) при  $\Phi = 0$  или  $\pi/2$  направление энергообмена зависит от знака параметра оптической активности  $G$ ; величина энергообмена стремится к нулю при  $G \rightarrow 0$ ; 3) при  $\Phi = 0$  или  $\pi/2$  поворот кристалла на  $\pi$  вокруг оси  $[001]$  изменит направление энергообмена, так как  $\Delta x \sim E_D$  меняет знак; 4) при  $\Phi = \pm \pi/4$  поворот кристалла на  $\pi$  вокруг оси  $[001]$  не меняет направления энергообмена.

## 1. Эксперимент

Двухпучковое взаимодействие в кристалле ВТО исследовалось с помощью одномодового рубинового лазера ( $\lambda = 694.3$  нм), генерирующего импульсы длительностью  $\sim 15$  нс с энергией  $\sim 30$  мДж. Геометрия взаимодействия световых волн изображена на рис. 1. Угол схождения  $2\theta$  составлял  $17^\circ$  ( $L \approx 2$  мкм). Волновой вектор записываемой решетки был перпендикулярен оси  $[001]$ . Исходные световые пучки были поляризованы в плоскости  $(110)$ , т. е. параллельно оси  $[001]$ . Диаметр взаимодействующих пучков на входе в кристалл составлял  $\sim 4$  мм. Специальные меры по выравниванию интенсивности по сечению пучков не принимались, поэтому амплитудный профиль взаимодействующих волн был гауссовым. Толщина кристалла составляла 0.82 см по оси  $u$ .

Исследовался энергообмен между взаимодействующими пучками. При этом на входе в кристалл энергия в импульсе сигнальной волны **a** составляла примерно 4 % от энергии импульса опорной волны **b**. Измерялся сигнал  $T_a$ , полученный от сигнальной волны **a** на выходе из кристалла в присутствии опорной волны **b** и без опорной волны. Затем оценивалось относительное изменение этого сигнала по формуле

$$\left( \frac{\Delta T}{T} \right)_a^\pm = \frac{T_a(\text{с опорной}) - T_a(\text{без опорной})}{T_a(\text{без опорной})}. \quad (9)$$

В зависимости от ориентации кристалла наблюдалось или усиление сигнальной волны (+), или перекачка энергии из слабой сигнальной волны в опорную (-). Знак энергообмена изменялся при повороте кристалла из положения, изображенного на рис. 1, на  $180^\circ$  вокруг оси  $[001]$  (случай «3»).

На рис. 2 приведены значения  $(\Delta T/T)_a$  в зависимости от энергии опорного импульса в диапазоне от 0.06 до 3 мДж.

С учетом (6) формулу (9) можно переписать в следующем виде:

$$\left( \frac{\Delta T}{T} \right)_a = \frac{2k_0 \Delta x I_{20}}{G(I_{10} + I_{20})} \frac{\tau_n}{\tau_M} \left[ 1 + \frac{\tau_g}{\tau_n} (e^{-\tau_n/\tau_g} - 1) \right] \sin^2 G y. \quad (10)$$

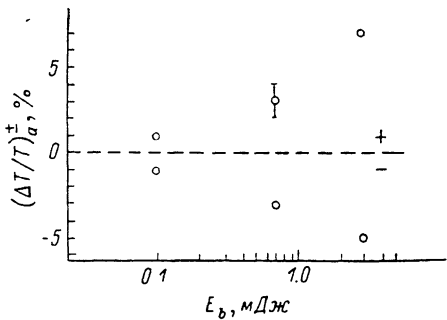


Рис. 2. Зависимость относительного изменения интенсивности сигнальной волны на выходе из кристалла от энергии опорной волны:  $k_{12} \parallel [110]$  (плюс),  $-k_{12} \parallel [110]$  (минус).

Зная экспериментальное значение  $(\Delta T/T)_a$ , с помощью данного выражения можно оценить некоторые параметры, а именно: время максвелловской релаксации, подвижность носителей, сечение захвата фотона примесным центром. Так, используя параметры кристалла ВТО:  $r_{14}=5.17 \times 10^{-12}$  м/В [6],  $G_0=-1.15$  рад/см [2],  $\kappa=2.55$  [6] и полагая  $s=10^{-15}$  см<sup>2</sup>,  $\tau_R=5$  мкс,  $N_D-N_A=10^{17}$  см<sup>3</sup>, получаем значение  $\tau_M \simeq 5 \cdot 10^{-8}$  с, что позволяет оценить подвижность  $\mu \simeq 10^{-3}$  см<sup>2</sup>/В·с. Для оценок принимались типичные значения указанных величин в кристаллах подобного типа [1, 4].

Итак, впервые получена запись динамических голограмм в импульсном режиме в кристалле  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$  и дана адекватная теория энергообмена с учетом специфики взаимодействия волн в гиротропных кристаллах.

Реализован новый вид гирационного энергообмена, направление которого зависит от поляризации волн и знака удельной оптической активности кристалла  $G$ . Учитывая, что  $G$  зависит от различных воздействий (электрического и магнитного полей, давления, температуры), можно предположить, что гирационный энергообмен даст новые возможности для управления интенсивностью световых волн.

Из сопоставления теории с экспериментом удастся определить для  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$  минимальное время максвелловской релаксации ( $\tau_M \simeq 5 \cdot 10^{-8}$  с) и сечение захвата фотона примесным центром ( $s \simeq 10^{-15}$  см<sup>2</sup>).

Выражаем благодарность сотрудникам ЛФТИ за предоставление кристалла  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ .

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Петров М. П., Степанов С. И., Хоменко А. П. Фоточувствительные электрооптические среды в голографии и оптической обработке информации. Л.: Наука, 1986. 269 с.
- [2] Кухтарев Н. В., Муравьев В. В., Семенец Т. И. Препринт ИФ АН УССР, № 19. Киев, 1986. 22 с.
- [3] Lesaux G., Voosen G., Brun A. Opt. Commun., 1986, vol. 56, N 6, p. 374—378.
- [4] Valley G. C. IEEE J. Quant. Electron., 1983, vol. QE-19, N 11, p. 1637—1645.
- [5] Кухтарев Н. В. Препринт ИФ АН УССР, № 8. Киев, 1985. 23 с.
- [6] Fox A. J., Bruton T. M. Appl. Phys. Lett., 1975, vol. 27, N 6, p. 361—363.

Институт физики АН УССР  
Киев

Поступило в Редакцию  
9 февраля 1988 г.  
В окончательной редакции  
30 марта 1988 г.