

Двухпучковое взаимодействие на отражательной голографической решетке в кристалле $Bi_{12}TiO_{20}$

А.Г.МАРТЬЯНОВ¹, С.М.ШАНДАРОВ¹, С.Ю.ВЕРЕТЕННИКОВ¹, Е.Ю.АГЕЕВ¹,
В.А.КАРТАШОВ¹, Ю.Ф.КАРГИН², А.В.ЕГОРЫШЕВА², В.В.ШЕПЕЛЕВИЧ³

¹ Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники,
Россия, 634050 Томск, пр.Ленина, 40.

Тел.: +7(3822)413887, факс: +7(3822)414321, e-mail: shand@stack.ru

² Институт общей и неорганической химии РАН,
Россия, 117907 Москва, Ленинский просп., 31,
e-mail: Yu.kargin@rambler.ru

³ Мозырский государственный педагогический институт,
Беларусь, 247760 Мозырь, ул.Студенческая, 28,
e-mail: vasshep@inbox.ru

Взаимодействие световых волн на отражательных фоторефрактивных решетках может использоваться, в частности, для реализации устройств голографической интерферометрии [1] и узкополосных фильтров оптического излучения [2]. Отражательные решетки в силленитах изучались только для срезов (111) [1] и (100) [3, 4] в кристаллах $Bi_{12}TiO_{20}$ и $Bi_{12}SiO_{20}$. В настоящей работе рассмотрено двухпучковое взаимодействие света на отражательных решетках в кубических кристаллах симметрии 23 с произвольной ориентацией. Эксперименты по формированию отражательных решеток проведены в кристаллах $Bi_{12}TiO_{20}$ срезов (100), (111) и (110).

Распространяющиеся вдоль оси x навстречу друг другу световые волны накачки (Р) и сигнала (S) в кубическом гиротропном поглощающем кристалле представим в виде суперпозиции собственных волн

$$E_P(x) = [C_{P1}(x) e_1 \exp(-ik_0 n_1 x) + C_{P2}(x) e_2 \exp(-ik_0 n_2 x)] \exp\left(-\frac{\alpha}{2} x\right), \quad (1)$$

$$E_S(x) = [C_{S1}(x) e_1^* \exp(ik_0 n_1 x) + C_{S2}(x) e_2^* \exp(ik_0 n_2 x)] \exp\left(\frac{\alpha}{2} x\right), \quad (2)$$

с круговыми векторами поляризации $e_{1,2} = (y^0 \pm iz^0)/\sqrt{2}$ и показателями преломления $n_{1,2} = n_0 \pm \rho/k_0$, где $k_0 = 2\pi/\lambda$, n_0 и α — коэффициенты преломления и поглощения кристалла, а ρ — удельное оптическое вращение. Картина интерференции волн сигнала и накачки имеет вектор решетки $K = 2k_0 n_0 x^0$ и контраст

$$m(x) = \frac{2(C_{S1}C_{P2}^* + C_{S2}C_{P1}^*)}{(|C_{P1}|^2 + |C_{P2}|^2) \exp(-\alpha x) + (|C_{S1}|^2 + |C_{S2}|^2) \exp(\alpha x)}, \quad (3)$$

вызывает перераспределение зарядов по дефектным центрам и приводит к модуляции оптических свойств среды. Используя метод медленно меняющихся амплитуд, мы получили уравнения связанных волн, описывающие двухпучковое взаимодействие на такой отражательной голограмме, в следующем виде:

$$\begin{aligned}\frac{dC_{S1}}{dx} &= -\frac{\gamma}{4}m[g_I^*C_{P1}\exp(-i2\rho x) + g_EC_{P2}]\exp(-\alpha x), \\ \frac{dC_{S2}}{dx} &= -\frac{\gamma}{4}m[g_EC_{P1} + g_IC_{P2}\exp(i2\rho x)]\exp(-\alpha x), \\ \frac{dC_{P1}}{dx} &= -\frac{\gamma}{4}m^*[g_IC_{S1}\exp(i2\rho x) + g_EC_{S2}]\exp(\alpha x), \\ \frac{dC_{P2}}{dx} &= -\frac{\gamma}{4}m^*[g_EC_{S1} + g_I^*C_{S2}\exp(-i2\rho x)]\exp(\alpha x),\end{aligned}\quad (4)$$

где $\gamma = k_0 n_0^3 r_{41}^S E_{SC}$ — постоянная связи; $g_I = (e_1^* \cdot \Delta b \cdot e_2)$ и $g_E = (e_1^* \cdot \Delta b \cdot e_1)$ — тензорные свертки, описывающие соответственно вклад во взаимодействие внутримодовых (без изменения собственного показателя преломления) и межмодовых процессов; r_{41}^S — электрооптическая постоянная зажатого кристалла; $E_{SC} = E_D / (1 + E_D / E_q)$; E_D и E_q — диффузионное поле и поле насыщения ловушек. Здесь Δb — тензор возмущений диэлектрической непроницаемости кристалла, определяемый как прямым вкладом линейного электрооптического эффекта, так и дополнительным вкладом пьезоэлектрического и фотоупругого эффектов [5] при единичном поле E_{SC} .

В приближении неистощимой накачки амплитуды C_{P1} и C_{P2} не зависят от координаты x , и решение для составляющих светового поля сигнальной волны имеет следующий вид:

$$\begin{aligned}C_{S1}(x) &= C_{S1}(0) + \frac{m(0)}{2}\{C_{P2}[\exp(G(x)) - 1] + C_{P1}^*\Phi(x)\}, \\ C_{S2}(x) &= C_{S2}(0) + \frac{m(0)}{2}\{C_{P1}[\exp(G(x)) - 1] + C_{P2}^*\Phi(x)\},\end{aligned}\quad (5)$$

где

$$G(x) = -\frac{\gamma x}{2}\left\{g_E + 2\operatorname{Re}\left[g_I\frac{C_{P1}^*C_{P2}}{I_{P0}}\cdot\frac{\exp(i2\rho x) - 1}{2\rho x}\right]\right\}\quad (6)$$

$$\Phi(x) = -\frac{\gamma}{2I_{P0}}\int_0^x \exp[G(\xi)] \cdot [g_I^*C_{P1}^2\exp(-i2\rho\xi) - g_IC_{P2}^2\exp(i2\rho\xi)]d\xi,\quad (7)$$

$I_{P0} = |C_{P1}|^2 + |C_{P2}|^2$. Усиление сигнальной волны на отражательной решетке и ее поляризационная структура определяется свертками g_E и g_I . Анализ показывает, что при

ориентации вектора K вдоль кристаллографических направлений $\langle 110 \rangle$ $g_E = g_I = 0$ и взаимодействие отсутствует. В образцах среза (111) ($K \parallel \langle 111 \rangle$) получаем $g_I = 0$, $g_E = \Delta b_{11} - \Delta b_{12}$. Для кристалла $Bi_{12}TiO_{20}$, используя материальные параметры из работы [6], находим $g_E = -0,266$. Сигнальная волна с левой круговой поляризацией в этом случае будет эффективно обмениваться энергией с правополяризованной волной накачки, и наоборот. Изменения поляризационной структуры здесь не происходит, а коэффициент двухпучкового усиления [7] будет одинаков как при круговой, так и при линейной поляризации волн, $\Gamma_{[111]} = g_E \gamma$.

В образце среза (100) при $y^0 \parallel \langle 010 \rangle$ и $z^0 \parallel \langle 001 \rangle$ имеем $g_E = 0$ и $g_I = -i$. В этом случае при линейной поляризации усиление сигнальной волны происходит как за счет обычного однонаправленного энергообмена, так и из-за неоднаправленного, всегда идущего от сильного пучка к слабому [8].

Экспериментальные исследования проводились на образцах срезов (100) , (111) и (110) титаната висмута при формировании отражательной решетки картиной интерференции падающего и отраженного от внутренней грани световых пучков ($\lambda = 0.633 \text{ мкм}$). Небольшая клиновидность кристаллов позволяла разделить пучки, отраженные от их передней и задней граней. Для устранения влияния внешней засветки на результаты исследований все время в промежутках между экспериментами кристаллы хранились в светонепроницаемых боксах и настройка экспериментальной установки происходила при слабом рассеянном освещении.

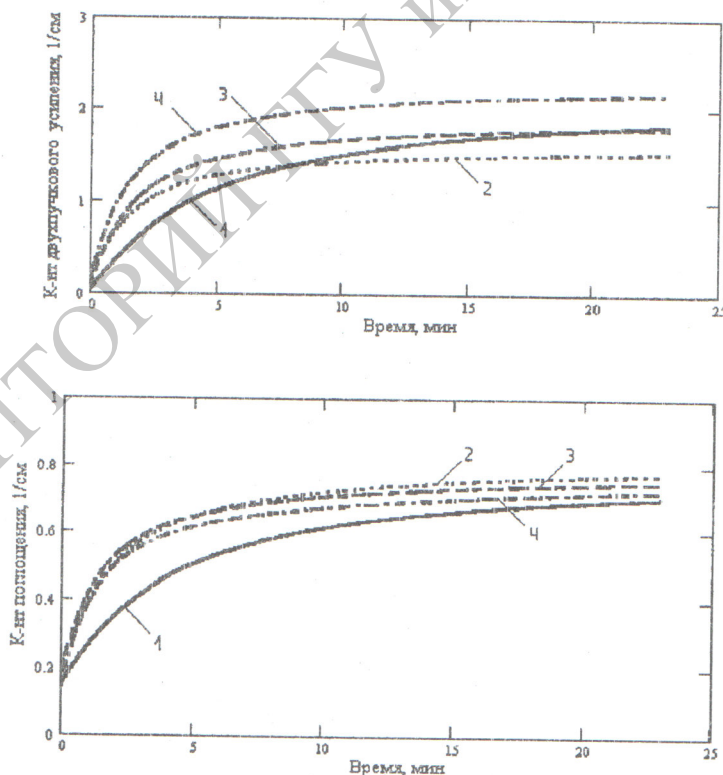


Рис. 1. Динамика изменения коэффициента двухпучкового усиления Γ (а) и коэффициента поглощения α (б) в серии экспериментов. Нумерация кривых соответствует последовательности проведения экспериментов.

На рис. 1 представлена временная эволюция коэффициентов двухпучкового усиления $\Gamma(t)$ и поглощения света $\alpha(t)$ в кристалле $Bi_{12}TiO_{20} : Cd$ среза (100) толщиной $d = 5.9 \text{ мм}$. при оптимальной поляризации падающей волны. При обработке экспери-

ментальных данных по интенсивностям прошедшего и отраженного от внутренней грани пучков для определения $\Gamma(t)$ и $\alpha(t)$ использовались уравнения (4) для среза (100) в скалярном приближении, которое рассматривалось в работе [4]. Эксперименты проводились последовательно друг за другом с интервалом в одни сутки. Перед первым экспериментом (кривые 1) кристалл выдерживался в темновых условиях в течение 7 дней. Кривые 1 соответствуют минимальной интенсивности падающего на кристалл светового пучка, $I_0 \approx 20 \text{ Вт/см}^2$, и характеризуются минимальной скоростью нарастания как коэффициента двухпучкового усиления, так и поглощения света. Кривая 2 для $\Gamma(t)$, соответствующая интенсивности $I_0 \approx 40 \text{ Вт/см}^2$, имеет более быстрый рост на начальном участке, но насыщается при меньшем значении Γ , чем в первом эксперименте. Дальнейшие эксперименты с интенсивностями $I_0 \approx 60$ (3) и $I_0 \approx 80 \text{ Вт/см}^2$ (4) показывают стабильное увеличение как скорости роста $\Gamma(t)$ на начальном участке, так и его стационарного значения. Такое поведение зависимостей коэффициента усиления говорит о сложной структуре уровней в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20} : \text{Cd}$, которые участвуют в формировании отражательной решетки, и о медленной релаксации их населенностей к начальным значениям. Эксперименты на нелегированном образце $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ толщиной $d = 3.46 \text{ мм}$ показали, что при оптимальной поляризации коэффициент двухпучкового усиления в нем достигает значения $\Gamma = 4.7 \text{ см}^{-1}$.

Более низкие значения, $\Gamma \approx 1 \text{ см}^{-1}$, наблюдаются в нелегированном кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ среза (111) ($d = 6.5 \text{ мм}$). Характерно, что в данных экспериментах коэффициент усиления не зависел от поляризации падающего пучка. Для титаната висмута среза (110) мы получили значение $\Gamma \approx 0.12 \text{ см}^{-1}$ в образце толщиной $d = 4.1 \text{ мм}$.

Таким образом, полученные соотношения между значениями коэффициентов двухпучкового усиления для кристаллов титаната висмута срезов (100), (111) и (110) удовлетворительно согласуются с результатами теоретических оценок, проведенных на основании уравнений (4)–(7). Формирование слабой решетки в срезе (110) может быть связано с разоориентацией граней образца относительно соответствующих кристаллографических плоскостей.

Abstract. Представлены результаты теоретического анализа и экспериментальных исследований взаимодействия световых волн на отражательной фоторефрактивной решетке в кубических гиротропных кристаллах $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$.

Литература

- [1] N.Kukhtarev, Bo Su Chen, P.Venkateswarta, G.Salamo, M.Klein, *Opt. Commun.*, **104**, 23, (1993).
- [2] И.Ф.Канаев, В.К.Малиновский, Н.В.Суровцев, *ФТТ*, **42**, 2079, (2000).
- [3] S.Mallick, M.Miteva, L.Nikolova, *J. Opt. Soc. Am.*, **B14**, 1179, (1997).
- [4] Е.Ю.Агеев, С.М.Шандаров, С.Ю.Веретенников и др., *Квантовая электроника*, **31**, 343, (2001).
- [5] С.М.Шандаров, В.В.Шепелевич, Н.Д.Хатьков, *Оптика и спектроскопия*, **70**, 1068, (1991).
- [6] О.В.Кобозев, С.М.Шандаров, Р.В.Литвинов и др., *Неорганические материалы*, **34**, 1486, (1998).

- [7] М.П.Петров, С.И.Степанов, А.В.Хоменко, *Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике*, С.-П., Наука, (1992).
- [8] В.Ю.Красноперов, Р.В.Литвинов, С.М.Шандаров, *ФТТ*, **41**, 632, (1999).

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ имени Ф.Скорины