

Двухволновое взаимодействие на отражательной решетке в кристалле $\text{Vi}_{12}\text{TiO}_{20}$

Е.Ю.Агеев*, С.М.Шандаров*, С.Ю.Веретенников*, А.Г.Мартьянов*, В.А.Карташов*, А.А.Камшилин**, В.В.Прокофьев**, В.В.Шепелевич***

Представлены результаты экспериментального исследования динамики двухпучкового усиления на отражательной голографической решетке и фотоиндуцированного поглощения света с $\lambda = 633$ нм в кристалле $\text{Vi}_{12}\text{TiO}_{20}$ среза (100). Проведен численный анализ уравнений связанных волн, учитывающих поглощение света и векторный характер взаимодействия в кубическом гиротропном кристалле данной ориентации. Обработка экспериментальных данных на основе скалярной модели позволила показать, что коэффициент двухпучкового усиления на отражательной решетке диффузионного типа в кристалле $\text{Vi}_{12}\text{TiO}_{20}$ может достигать порядка 4.7 см^{-1} , а дополнительное светоиндуцированное поглощение составляет 0.65 см^{-1} .

Ключевые слова: отражательная голографическая решетка, двухволновое взаимодействие, фоторефрактивный эффект.

Интерес к исследованиям кристаллов силленитов связан с возможностью использования их фоторефрактивных свойств при оптической обработке информации и обращении волнового фронта световых пучков, в голографической интерферометрии и оптических датчиках [1–3]. Наибольшее внимание уделяется пропускающим голографическим решеткам, в которых угол между формирующими их световыми пучками в кристалле существенно меньше 90° .

В [4] показано, что в кристалле $\text{Vi}_{12}\text{TiO}_{20}$ возможна запись голограмм с большой дифракционной эффективностью ($\eta \approx 30\%$) при ортогональном распространении записывающих лучей. Для отражательных голографических решеток, формирующихся в кристалле $\text{Vi}_{12}\text{TiO}_{20}$, вырезанном вдоль плоскости (111), при встречном распространении световых пучков $\eta = 0.14\%$ при $\lambda = 633$ нм [5]. Двухпучковое взаимодействие на отражательных решетках в легированных кристаллах $\text{Vi}_{12}\text{SiO}_{20}:\text{Mn}$ и $\text{Vi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Cd}$ среза (100) исследовано в [6]. Меньшая оптическая активность $\text{Vi}_{12}\text{TiO}_{20}$ позволила получить коэффициент усиления сигнального пучка, более чем в два раза превышающий его значение для силиката висмута.

Характерной особенностью кристаллов $\text{Vi}_{12}\text{TiO}_{20}$ является значительное фотоиндуцированное поглощение света с $\lambda = 633$ нм [7, 8], которое может приводить к существенным изменениям как динамики роста двухпучкового усиления, так и его стационарного значения. В настоящей работе экспериментально исследуется динамика двухпучкового усиления на отражательной решетке и фотоиндуцированного поглощения света в плоскости (100) нелегированного титаната висмута.

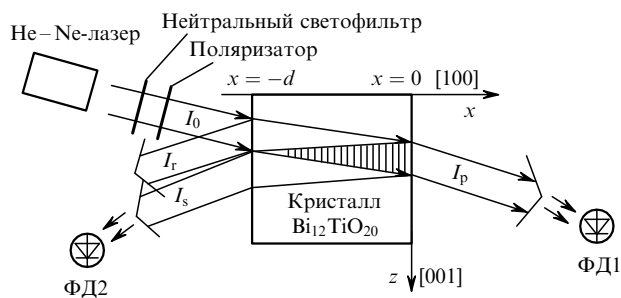


Рис.1. Схема экспериментальной установки.

Эксперименты проводились на образце нелегированного монокристалла $\text{Vi}_{12}\text{TiO}_{20}$, выращенного из высокотемпературного раствора. Образец с оптически полированными гранями (100) имел толщину $d = 3.46$ мм и удельное оптическое вращение $\rho = -6.5^\circ/\text{мм}$ ($\lambda = 633$ нм). Схема экспериментальной установки представлена на рис.1. Неколлимированный световой пучок от He-Ne-лазера ($\lambda = 633$ нм) с выходной мощностью ~ 40 мВт ослаблялся до необходимого уровня с помощью нейтральных светофильтров. Ориентация вектора поляризации падающего излучения под углом 60° к оси [010] на входной грани кристалла ($x = -d$) задавалась поляризатором. Небольшая клиновидность ($\sim 0.5^\circ$) образца позволяла пространственно разделить световые пучки с интенсивностями I_r и I_s , отраженные соответственно от входной и выходной граней. Интенсивности прошедшего через кристалл пучка I_p и отраженного от выходной грани пучка I_s измерялись с помощью фотодиодов ФД1 и ФД2. В промежутке между экспериментами кристалл изолировался от внешней засветки светонепроницаемым боксом.

Типичные временные зависимости нормированной интенсивности пучков $I_p(t)$ и $I_s(t)$, наблюдаемые после включения падающего пучка с $I_0 = 10 \text{ мВт}/\text{см}^2$, показаны на рис.2. Уменьшение I_p , более чем в пять раз превышающего I_s , может быть связано с фотоиндуцированным

*Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Россия, 634050 Томск, просп. Ленина, 40

**Department of Physics, University of Joensuu, P.O.Box 111, FIN-80101 Joensuu, Finland

***Мозырский государственный педагогический институт, Белоруссия, 247760 Мозырь, Студенческая ул., 28

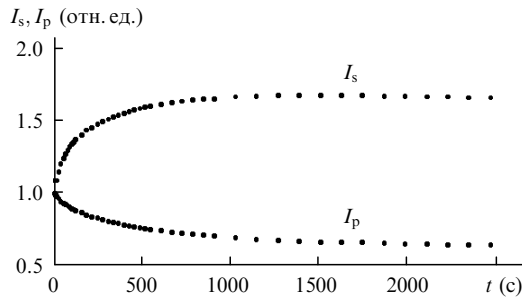


Рис.2. Нормированные временные зависимости интенсивностей прошедшего (I_p) и сигнального (I_s) пучков для входной интенсивности $I_0 = 10$ мВт/см².

поглощением света при заселении мелких ловушечных уровней [7, 8]. Отраженный от выходной грани световой пучок, интерферируя с падающим, за счет диффузионного механизма перераспределения носителей заряда создает в фоторефрактивном кристалле $\text{Вi}_{12}\text{ТiO}_{20}$ отражательную голографическую решетку. Эта решетка оказывается сдвинутой относительно интерференционной картины на четверть пространственного периода, что приводит к эффективной перекачке энергии из падающего пучка в отраженный [1]. Как следует из зависимости $I_s(t)$ (рис.2), коэффициент усиления данного пучка на отражательной решетке растет со временем и существенно превышает наводимое в кристалле фотоиндуцированное поглощение. Следует подчеркнуть, что I_p уменьшается во времени не только за счет фотоиндуцированного поглощения, но и вследствие потерь из-за дифракции на отражательной голограмме.

Световые поля распространяющихся в кристалле пучков представим в виде суперпозиции собственных волн

$$E_p(x) = [C_{p1}(x)e_1 \exp(-ik_0n_1x) + C_{p2}(x)e_2 \exp(-ik_0n_2x)] \exp\left(-\frac{\alpha}{2}x\right), \quad (1)$$

$$E_s(x) = [C_{s1}(x)e_1^* \exp(ik_0n_1x) + C_{s2}(x)e_2^* \exp(ik_0n_2x)] \exp\left(\frac{\alpha}{2}x\right), \quad (2)$$

где $e_{1,2} = (y_0 \pm iz_0)/\sqrt{2}$ – векторы поляризации; $n_{1,2} = n_0 \pm \rho/k_0$ – показатели преломления; $k_0 = 2\pi/\lambda$; n_0 и α – коэффициенты преломления и поглощения кристалла соответственно. Можно показать, что при линейной поляризации падающего на входную грань светового пучка амплитуды собственных волн удовлетворяют условиям $C_{p2} = C_{p1}^*$, $C_{s2} = C_{s1}^*$. Уравнения связанных волн, описывающие двухпучковое взаимодействие на отражательной решетке в поглощающем гиротропном кубическом кристалле среза (100) при чисто диффузионном механизме фоторефрактивного отклика, принимают в этом случае вид

$$\frac{dC_{p1}}{dx} = i \frac{\Gamma}{4} m C_{s1} \exp(i2\rho x) \exp(\alpha x), \quad (3)$$

$$\frac{dC_{s1}}{dx} = -i \frac{\Gamma}{4} m C_{p1} \exp(-i2\rho x) \exp(-\alpha x), \quad (4)$$

где

$$m = \frac{C_{s1}C_{p1} + C_{s1}^*C_{p1}^*}{|C_{p1}|^2 \exp(-\alpha x) + |C_{s1}|^2 \exp(\alpha x)}$$

– контраст интерференционной картины в кристалле; Γ – экспоненциальный коэффициент двухпучкового усиления.

Выражая комплексные амплитуды собственных волн через интенсивности в кристалле $\tilde{I}_p(x)$ и $\tilde{I}_s(x)$ и фазы $\varphi_{s1}(x)$ и $\varphi_{p1}(x)$, из системы уравнений (3), (4) получаем

$$\frac{d}{dx}(\tilde{I}_s\tilde{I}_p) = -\frac{\Gamma}{2} \tilde{I}_s\tilde{I}_p \{ \sin[2(\varphi_{s1} + \rho x)] - \sin[2(\varphi_{p1} - \rho x)] \}, \quad (5)$$

$$\frac{d}{dx}(\tilde{I}_p - \tilde{I}_s) = -\alpha(\tilde{I}_p + \tilde{I}_s). \quad (6)$$

В отсутствие взаимодействия ($\Gamma = 0$) фазы собственных волн $\varphi_{p1}^0(x)$ и $\varphi_{s1}^0(x)$ не зависят от координаты x и определяются углом θ_0 , который вектор поляризации падающей волны составляет с осью [010] кристалла на его выходной грани $x = 0$: $\varphi_{p1}^0 = \varphi_{p1}(0) = \theta_0$, $\varphi_{s1}^0 = \varphi_{s1}(0) = -\theta_0$. Отсюда следует, что для решетки в кристалле среза (100) оптимальной является ориентация вектора поляризации падающей волны вдоль направлений {011} ($\theta_0 = \pm 45^\circ$). Гиротропия снижает эффективность двухпучкового взаимодействия тем сильнее, чем больше толщина кристалла. Численный анализ системы (3), (4), точно учитывающей векторный характер взаимодействия для исследованного образца $\text{Вi}_{12}\text{ТiO}_{20}$ ($\rho = -6.5^\circ/\text{мм}$, $d = 3.46$ мм, $\Gamma = 3.9$ см⁻¹, $\alpha = 1.05$ см⁻¹), показывает, что для оптимальной поляризации входящая в уравнение (5) функция

$$\Delta(x) = \sin[2(\varphi_{s1}(x) + \rho x)] - \sin[2(\varphi_{p1}(x) - \rho x)]$$

изменяется от $\Delta(0) = 2$ до $\Delta(-d) = 1.65$. Если пренебречь ее зависимостью от координаты x и заменить на некоторое среднее значение Δ , то система уравнений (5), (6) станет замкнутой и ее интегралы могут быть получены в виде

$$\tilde{I}_s(x)\tilde{I}_p(x) = \tilde{I}_{s0}\tilde{I}_0 \exp(-\tilde{\Gamma}x), \quad (7)$$

$$x = -\frac{1}{\tilde{\Gamma} + 2\alpha} \ln \left[\frac{\tilde{I}_p^2(x)}{\tilde{I}_0^2} \exp(\tilde{\Gamma}x) \right] + \frac{2\tilde{\Gamma}}{\tilde{\Gamma}^2 - 4\alpha^2} \times \ln \left[\frac{(\tilde{\Gamma} - 2\alpha)\tilde{I}_p^2(x) \exp(\tilde{\Gamma}x) - (\tilde{\Gamma} + 2\alpha)\tilde{I}_{s0}\tilde{I}_0}{(\tilde{\Gamma} - 2\alpha)\tilde{I}_0^2 - (\tilde{\Gamma} + 2\alpha)\tilde{I}_{s0}\tilde{I}_0} \right], \quad (8)$$

где $\tilde{\Gamma} = \Gamma\tilde{\Delta}/2$; $\tilde{I}_{s0} = \tilde{I}_s(0)$; $\tilde{I}_0 = \tilde{I}_p(0)$.

На рис.3 представлены зависимости $\tilde{I}_s(x)\tilde{I}_p(x)$ и $\tilde{I}_p(x)$, полученные на основе численного решения системы уравнений (3), (4) (кривые 1 и 3) и (7), (8) (кривые 2 и 4) для кристалла $\text{Вi}_{12}\text{ТiO}_{20}$ с приведенными выше параметрами и $\Delta = 1.82$. Сопоставление этих зависимостей показывает, что для тонких кристаллов ориентации (100) при малом удельном вращении скалярная модель взаимодействия на отражательной решетке является хорошим приближением, поэтому для определения временных зависимостей коэффициента усиления Γ и фотоиндуцированного изменения коэффициента поглощения $\Delta\alpha = \alpha(t) - \alpha_0$

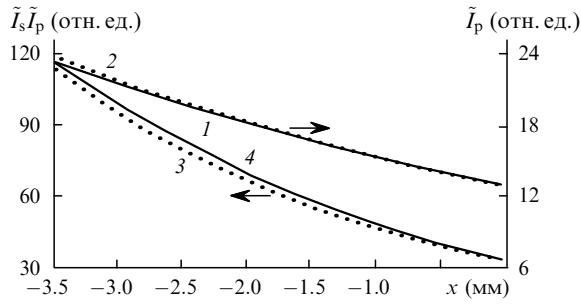


Рис.3. Зависимости интенсивности прошедшего пучка \tilde{I}_p (1, 2) и произведения интенсивностей $\tilde{I}_s \tilde{I}_p$ (3, 4) от x , полученные на основе численного анализа системы уравнений (3), (4) и из решений (7), (8) при $\tilde{I}_{p0} = 13.1$, $\tilde{I}_{s0} = 2.55$.

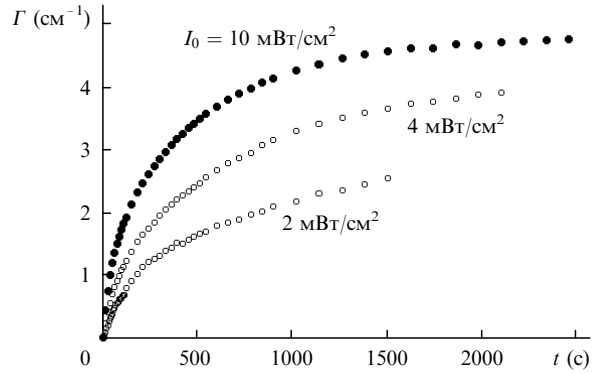


Рис.5. Динамика изменения коэффициента двухпучкового усиления при различных интенсивностях падающего пучка.

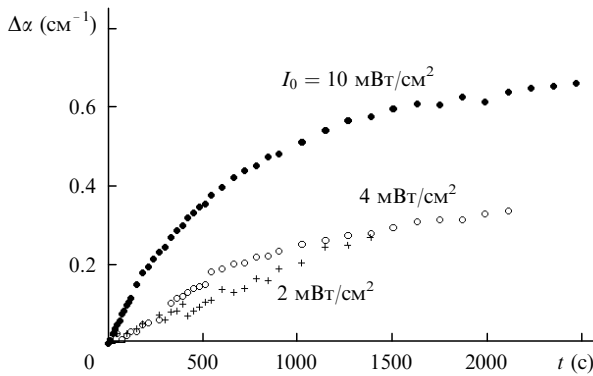


Рис.4. Динамика фотоиндуцированного изменения коэффициента поглощения при различных интенсивностях падающего пучка.

из экспериментальных значений I_0 , $I_s(t)$ и $I_p(t)$ были использованы уравнения (7), (8) и формулы Френеля. Результаты этого расчета представлены на рис.4 и 5 для входных интенсивностей $I_0 = 2, 4$ и 10 мВт/см². Поскольку входная поляризация отличалась от оптимальной ($\theta_{\text{opt}} \approx 67^\circ$), в расчетах мы полагали, что $\tilde{A}/2 = 0.85$ (это значение было получено из численного решения системы уравнений (3), (4)).

Характерно, что даже при $I_0 = 10$ мВт/см² (рис.4 и 5) фотоиндуцированное поглощение и двухпучковое усиление за $t \sim 40$ мин не достигают стационарных значений. Наблюдаемое изменение коэффициента поглощения $\Delta\alpha \sim 0.65$ см⁻¹ превышает начальное поглощение незасвеченного образца $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ $\alpha_0 \sim 0.4$ см⁻¹. Для релаксации коэффициента поглощения к начальному значению кри-

сталл выдерживался в темноте несколько суток. Отметим, что точность определения $\alpha(t)$ из уравнения (4) падает с уменьшением интенсивности пучка накачки вследствие роста погрешности измерений, поэтому кривая на рис.4 для входной интенсивности $I_0 = 2$ мВт/см² только качественно отражает динамику изменения фотоиндуцированного поглощения.

Таким образом, в нелегированном кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ среза (100) относительные интенсивности отраженного от внутренней грани и прошедшего через кристалл пучков изменяются одновременно за счет светоиндуцированного поглощения и дифракции его на отрагательной голограмме. Коэффициент усиления света на такой решетке, формирующейся за счет диффузионного механизма записи, может достигать значительной величины ($\Gamma = 4.7$ см⁻¹).

1. Петров М.П., Степанов С.И., Хоменко А.В. *Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике* (С.-П., Наука, 1992).
2. Stepanov S.I. *Repts.Progr.Phys.*, **57**, 39 (1994).
3. Kamshilin A.A., Jaaskelainen T., Khomenko A.V., Garcia-Weidner A. *Appl.Phys.Letts*, **67**, 2585 (1995).
4. Камшилин А.А., Миридонов С.В., Митева М.Г., Мокрушина Е.В. *ЖТФ*, **59**, 113 (1989).
5. Kukhtarev N., Bo Su Chen, Venkateswarlu P., Salamo G., Klein M. *Optics Comms*, **104**, 23 (1993).
6. Mallick S., Miteva M., Nikolova L. *J.Opt.Soc.Amer. B*, **14**, 1179 (1997).
7. Shandarov S., Reshet'ko A., Emelyanov A., Kobozev O., Krayse M., Kargin Yu., Volkov V. *Proc. SPIE*, **2969**, 202 (1996).
8. Kobozev O.V., Shandarov S.M., Kamshilin A.A., Prokofiev V.V. *J.Opt. A: Pure Appl.Optics*, **1**, 442 (1999).