

# Неоднаправленное двухпучковое взаимодействие в фоторефрактивном силикате висмута, находящемся в знакопеременном электрическом поле

© В.Ю. Красноперов, Р.В. Литвинов, С.М. Шандаров

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, 634050 Томск, Россия

(Поступила в окончательном виде 28 сентября 1998 г.)

Проведено экспериментальное исследование эффективного неоднаправленного энергообмена световых пучков с одинаковой поляризацией на фоторефрактивной решетке, сформированной за счет диффузионно-дрейфового механизма в кристалле силиката висмута, находящемся во внешнем знакопеременном электрическом поле.

Двухпучковое взаимодействие световых волн в фоторефрактивных кристаллах является предметом интенсивных исследований [1–7]. Представленный в работах [3,4] анализ двухволнового взаимодействия показывает, что стационарный энергообмен на фоторефрактивной решетке, сформированной за счет диффузионно-дрейфового механизма, всегда протекает в одном направлении, зависящем только от ориентации вектора решетки  $\mathbf{K}$  относительно кристаллофизической системы координат. Неоднаправленным, т.е. всегда направленным от сильного пучка к слабому (либо от слабого к сильному), энергообмен становится при взаимодействии световых пучков на амплитудной решетке [7] или на фоторефрактивной решетке, сформированной при межмодовом взаимодействии за счет фотогальванического эффекта в двухлучепреломляющих кристаллах [5].

Проведенный в работе [8] для случая нелокального фоторефрактивного отклика анализ решения уравнений связанных волн продемонстрировал возможность эффективного стационарного неоднаправленного энергообмена при двухволновом взаимодействии на фоторефрак-

тивной решетке с вектором  $\mathbf{K} \parallel [\bar{1}10]$  и  $\mathbf{K} \parallel [\bar{1}11]$ , сформированной в кубических кристаллах, находящихся во внешнем меандровом электрическом поле. Показано, что такой энергообмен может быть обусловлен доминирующим вкладом так называемого эффекта самодифракционной гирации [9, 10] в коэффициент двухволнового усиления.

В данной работе экспериментально и теоретически исследован эффективный стационарный неоднаправленный энергообмен при взаимодействии волн одинаковой поляризации на фоторефрактивной решетке, сформированной в легированном оксидом кадмия кристалле силиката висмута.

## 1. Эксперимент

В экспериментах использована стандартная схема симметричного двухпучкового взаимодействия на длине волны  $\lambda_0 = 633 \text{ nm}$  (рис. 1) в легированном кадмием образце фоторефрактивного кристалла  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}:\text{CdO}$

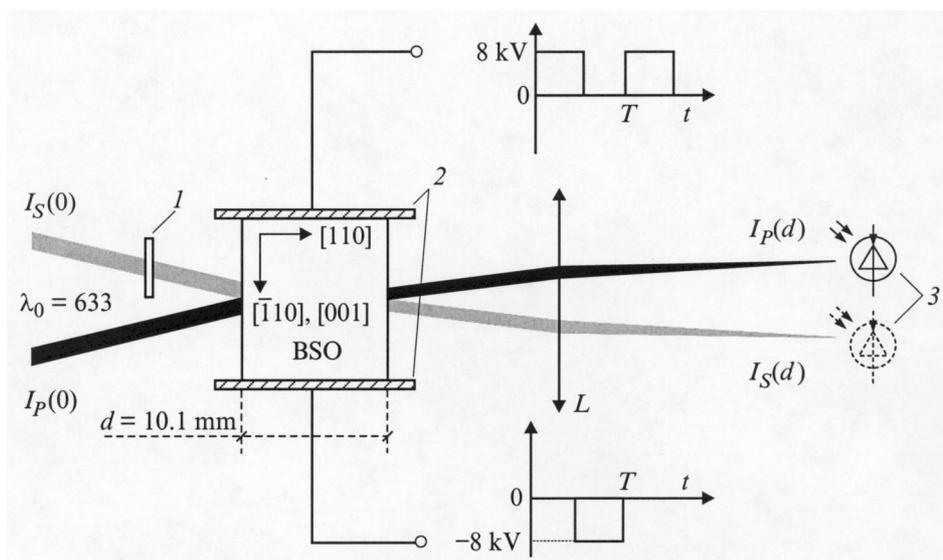


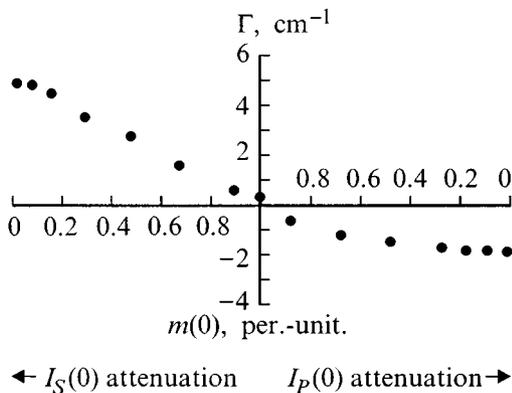
Рис. 1. Схема экспериментальной установки. 1 — светофильтр, 2 — медные электроды, 3 — Фд-24.

с размерами  $10.1 \times 8.1 \times 7.9 \text{ mm}^3$  вдоль кристаллографических направлений  $[110] \times [001] \times [\bar{1}10]$ . Отметим, что этот образец использовался ранее [11] при исследовании генерации субгармоник основной фоторефрактивной решетки. Он имел коэффициент поглощения  $\alpha = 0.1 \text{ cm}^{-1}$ ; электрооптическую константу, измеренную при постоянных механических напряжениях  $r_{41}^T = -2.9 \cdot 10^{-12} \text{ mV}$ ; величину удельного вращения, направленного против часовой стрелки (если смотреть по ходу луча), равную  $\rho = 22.2 \text{ degree/mm}$ . Частота и амплитуда внешнего напряжения, прикладываемого к медным электродам, которые прижимались к боковым граням кристалла (рис. 1), были равны  $f = 300 \text{ Hz}$  и  $U_m = 8 \text{ kV}$  соответственно. Период интерференционной решетки составлял величину  $\Lambda = 20 \mu\text{m}$ . При максимальном контрасте (коэффициенте модуляции) интерференционной картины на входной грани кристалла  $m(0) = 1$  ( $m(0) = 2\sqrt{I_S(0)I_P(0)}/(I_S(0) + I_P(0))$ ) суммарная интенсивность падающих на кристалл световых пучков с интенсивностями  $I_S(0)$  и  $I_P(0)$  имела величину  $I_0 = 8 \text{ mW/cm}^2$ . Интенсивность световых пучков на выходе из кристалла  $I_{S,P}(d)$  измерялась фотодиодом (рис. 1). Исследование кинетики интенсивностей световых пучков показало, что взаимодействие выходит на стационарный режим по истечении промежутка времени, равного 900 s. Эффективность энергообмена между пучками по измеренным значениям интенсивностей световых пучков определялась через коэффициент двухпучкового усиления [2]

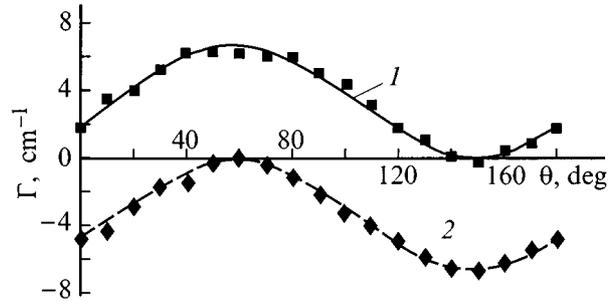
$$\Gamma = \frac{1}{d} \ln \left( \frac{I_S(d)I_P(0)}{I_S(0)I_P(d)} \right). \quad (1)$$

Знак коэффициента усиления будет положительным, если при взаимодействии происходит перекачка энергии от пучка  $I_P(d)$  к пучку  $I_S(d)$  и отрицательным при перекачке в противоположном направлении.

Для волн с линейной поляризацией, перпендикулярной вектору фоторефрактивной решетки  $\mathbf{K}$ , ориентированному вдоль оси  $[\bar{1}10]$  кристалла, на рис. 2 представлена



**Рис. 2.** Зависимость коэффициента двухпучкового усиления от коэффициента модуляции интерференционной картины на входной грани кристалла.



**Рис. 3.** Зависимости коэффициента двухпучкового усиления от угла между плоскостью падения (001) световых пучков на кристалл и плоскостью поляризации этих пучков при  $m(0) = 0.02$ : 1 —  $I_S(0) < I_P(0)$ ; 2 —  $I_S(0) > I_P(0)$ .

измеренная зависимость  $\Gamma$  от величины контраста интерференционной картины на входной грани кристалла, который уменьшался относительно своего максимального значения  $m(0) = 1$  ( $I_S(0) = I_P(0)$ ) путем ослабления светофильтрами либо пучка  $I_S(0)$ , либо пучка  $I_P(0)$ . Как видно из рисунка, при  $I_S(0) \leq I_P(0)$  перекачка энергии всегда направлена от пучка  $I_P$  к пучку  $I_S$ . Однако для  $I_S(0) > I_P(0)$  направление перекачки изменяется при  $m(0) < 0.95$ , и она происходит от пучка  $I_S$  к более слабому пучку  $I_P$ .

Для  $m(0) = 0.02$  были измерены зависимости коэффициента двухволнового усиления  $\Gamma$  от угла  $\theta$  между плоскостью падения световых пучков на кристалл (рис. 1), совпадающей с плоскостью (001) кристалла (вектор решетки вдоль  $[\bar{1}10]$ ) и плоскостью поляризации этих пучков. Эти зависимости для случаев  $I_S(0) < I_P(0)$  и  $I_S(0) > I_P(0)$  представлены на рис. 3. Методика расчета представленных здесь же теоретических кривых 1 и 2 описана в следующем пункте. Как следует из (1), при  $m(d) \ll 1$  величина  $\Gamma$  приблизительно равна  $\Gamma' = \ln(I_S(d)/I_S(0))/d$  в первом случае и  $\Gamma'' = \ln(I_P(0)/I_P(d))/d$  во втором.

В обоих случаях при простом экспоненциальном усилении (ослаблении) пучка  $I_S$  и в отсутствие неоднаправленной перекачки энергии пучок  $I_P$  ослабляется (усиливается) и зависимости  $\Gamma(\theta)$  для них должны совпадать. Как видно из рис. 3, этого не происходит. Можно полагать, что это обусловлено положительной неоднаправленной добавкой энергии к слабому пучку. Из представленных зависимостей следует, что неоднаправленная перекачка энергии в данных экспериментальных условиях приводит к усилению слабого пучка при всех значениях угла  $\theta$ . Отметим, что в общем случае это не так. В частности, при уменьшении величины внешнего напряжения происходит смещение представленных на рис. 3 зависимостей друг к другу, вплоть до их совпадения при  $U_m = 0$ . При этом максимум и минимум коэффициента усиления будут равны по абсолютной величине и противоположны по знаку.

Измерения величины  $\Gamma$  для волн с линейной поляризацией, перпендикулярной вектору фоторефрактивной решетки  $\mathbf{K}$ , ориентированному как и внешнее поле вдоль оси  $[001]$ , показали, что в этом случае двухпучковое взаимодействие характеризуется обычной для фоторефрактивных решеток [2, 4] однонаправленной перекачкой энергии. Однако эффективность такой перекачки при  $m(0) = 0.02$  была различной для случаев  $I_S(0) < I_P(0)$  и  $I_S(0) > I_P(0)$  и имела соответственно значения  $\Gamma = 5.5$  и  $2.8 \text{ см}^{-1}$ . Это подтверждает существование механизма однонаправленной перекачки энергии и для ориентации вектора  $\mathbf{K}$  вдоль оси  $[001]$  кристалла.

Как следует из результатов работы [7], такой энергообмен в процессе двухпучкового взаимодействия возможен в результате формирования амплитудной решетки в дополнение к фоторефрактивной. Вклад первой из них в коэффициент двухволнового усиления является неоднаправленным и не зависит от ориентации вектора  $\mathbf{K}$  относительно кристаллофизической системы координат. В работах [3, 4] показано, что в режиме малых контрастов ( $m(d) \ll 1$ ) при двухволновом взаимодействии на фоторефрактивной решетке численное значение коэффициента двухволнового усиления меняет знак при симметричной замене (рис. 1) величин интенсивностей падающих на кристалл волн. Если взять это за основу и считать вклад амплитудной решетки в величину  $\Gamma$  аддитивным [7], из результатов описанных выше измерений можно определить амплитуду решетки коэффициента поглощения  $\Delta\alpha$ . Для  $m(0) = 0.02$  она должна принимать значения  $\Delta\alpha = 3.4 \text{ см}^{-1}$  при  $\mathbf{K} \parallel [\bar{1}10]$  и  $\Delta\alpha = 1.4 \text{ см}^{-1}$  при  $\mathbf{K} \parallel [001]$ . Полученные значения  $\Delta\alpha$  на порядок больше величины измеренного коэффициента поглощения кристалла. В этом случае должно наблюдаться значительное фотоиндуцированное поглощение света. Такое поглощение может быть связано с наличием в кристалле не только глубоких донорных уровней, но и мелких ловушек [12]. Различие в сечениях фотоионизации при фотогенерации электронов с донорных и ловушечных центров может приводить к формированию амплитудной решетки. Однако величина коэффициента поглощения была равна  $\sim 0.1 \text{ см}^{-1}$  и не изменялась при освещении кристалла пучками с интенсивностью от  $0.3$  до  $100 \text{ мВт/см}^2$ .

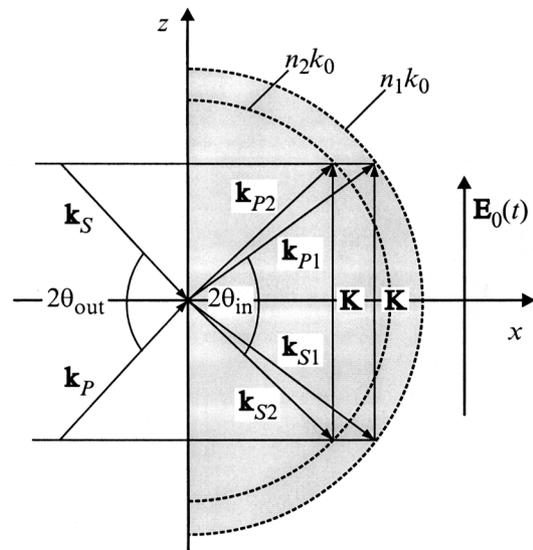
Для определения возможного вклада амплитудной решетки в описанный выше неоднаправленный энергообмен авторами были проведены измерения эффективности симметричного взаимодействия двух волн, падающих на грань  $(001)$ . В этом случае вектор решетки  $\mathbf{K}$ , так же как и внешнее поле, был ориентирован вдоль оси  $[\bar{1}10]$  кристалла, а отношение интенсивностей пучков было равно  $I_P(0)/I_S(0) = 1000$ . Поляризация падающих пучков выбиралась ортогональной к вектору  $\mathbf{K}$ . Как известно [2], при такой геометрии эффективность двухпучкового взаимодействия на фоторефрактивной решетке, сформированной в кристаллах симметрии 23, равна нулю. Поэтому энергообмен между пучками возможен

только за счет их взаимодействия на амплитудной решетке. Эффективность такого взаимодействия не зависит от его геометрии и от ориентации вектора решетки  $\mathbf{K}$  относительно кристаллофизической системы координат. Измеренное значение коэффициента двухпучкового усиления составило величину  $\Gamma = \Delta\alpha = 0.025 \text{ см}^{-1}$ . Эта величина значительно меньше, чем полученное нами значение эффективности неоднаправленного энергообмена. Ее отличие от нуля может быть связано с недостаточно точной ориентацией образца относительно кристаллофизической плоскости  $(001)$ .

## 2. Модель неоднаправленного энергообмена при двухволновом взаимодействии на фоторефрактивной решетке с вектором $\mathbf{K} \parallel [\bar{1}10]$

При теоретической трактовке полученных выше экспериментальных результатов будем опираться на модовый подход к анализу двухволнового взаимодействия в фоторефрактивных кристаллах [8, 13]. Световое поле сигнальной волны и волны накачки представим в виде суперпозиции собственных волн кристалла. Векторная диаграмма такого двухволнового взаимодействия на фоторефрактивной решетке с вектором  $\mathbf{K} \parallel [\bar{1}10]$  представлена на рис. 4.

Для рассматриваемой ориентации вектора  $\mathbf{K}$  при малых параметрах поглощения  $\alpha\lambda_0/4\pi$ , циркулярного  $\rho\lambda_0/2\pi$  и линейного  $\sigma n_0 = n_0^3 r_{41}^T E_0/2$  двулучепреломления одинакового порядка ( $n_0$  — показатель преломления,  $E_0 = U_m/L$ ,  $L$  — поперечный размер кристалла), выра-



**Рис. 4.** Векторная диаграмма двухволнового взаимодействия на фоторефрактивной решетке с вектором  $\mathbf{K} \parallel [\bar{1}10]$  в кубическом кристалле, находящемся во внешнем электрическом поле  $\mathbf{E}_0(t) \parallel \mathbf{K}$ .

жения для показателей преломления собственных волн  $n_{1,2}$  и соответствующих им собственных векторов поляризации  $\mathbf{e}_1$  и  $\mathbf{e}_2$ , можно получить из общих соотношений, приведенных в работе [8]. В приближении малых углов  $2\theta_m$  показатели преломления и векторы поляризации собственных волн, соответствующих одной и той же волновой поверхности, можно считать совпадающими с таковыми для собственных волн, распространяющихся вдоль оси ОХ

$$\dot{n}_{1,2} = n_0 - i\frac{\alpha\lambda_0}{4\pi} \pm \frac{\rho\lambda_0}{2\pi} \sqrt{1 + \xi^2}, \quad (2)$$

$$\mathbf{e}_1 = \frac{1 + i\xi}{\sqrt{1 + \xi^2}} \frac{\mathbf{y}^0}{\sqrt{2}} + \frac{i\mathbf{z}^0}{\sqrt{2}}, \quad (3)$$

$$\mathbf{e}_2 = \frac{\mathbf{y}^0}{\sqrt{2}} - \frac{\xi + i}{\sqrt{1 + \xi^2}} \frac{\mathbf{z}^0}{\sqrt{2}}, \quad (4)$$

где  $\xi = \pi n_0^3 r_{41}^T E_0 / \rho \lambda_0$ , а  $\mathbf{y}^0 = \mathbf{z}^0 \times \mathbf{x}^0$ ,  $\mathbf{x}^0$  и  $\mathbf{z}^0$  — орты координатной системы.

В случае падающих на образец волн со скалярными амплитудами  $E_{S,P}$  и векторами линейной поляризации, составляющими углы  $\theta_{S,P}$  с плоскостью падения, амплитуды возбужденных в кристалле собственных волн на границе  $x = 0$  определяются выражениями

$$C_{S1,P1}(0) = \frac{\tau E_{S,P}}{\sqrt{2}} \left\{ \sin(\theta_{S,P}) \frac{1 - i\xi}{\sqrt{1 + \xi^2}} - i \cos(\theta_{S,P}) \right\}, \quad (5)$$

$$C_{S2,P2}(0) = \frac{\tau E_{S,P}}{\sqrt{2}} \left\{ \sin(\theta_{S,P}) + \cos(\theta_{S,P}) \frac{1 - \xi}{\sqrt{1 + \xi^2}} \right\}, \quad (6)$$

где  $\tau$  — коэффициент френелевских потерь.

При рассматриваемой ориентации вектора решетки  $\mathbf{K} \parallel [110]$  и в приближении неистощимой накачки, при  $I_S(0) \ll I_P(0)$ , уравнения для амплитуд связанных волн [8] можно представить в виде

$$\frac{dC_{S1}(x)}{dx} = \frac{\Gamma_{st}}{2I_0} (C_{S1}(x)C_{P1}^*(0) + C_{S2}(x)C_{P2}^*(0)) \times \left\{ \frac{\xi C_{P1}(0)}{\sqrt{1 + \xi^2}} - \frac{\xi + i}{1 + \xi^2} C_{P2}(0) \exp[i\Delta kx] \right\}, \quad (7)$$

$$\frac{dC_{S2}(x)}{dx} = -\frac{\Gamma_{st}}{2I_0} (C_{S1}(x)C_{P1}^*(0) + C_{S2}(x)C_{P2}^*(0)) \times \left\{ \frac{\xi - i}{1 + \xi^2} C_{P1}(0) \exp[-i\Delta kx] + \frac{\xi C_{P2}(0)}{\sqrt{1 + \xi^2}} \right\}, \quad (8)$$

где в  $\Gamma_{st} = 2\pi n_0^3 r_{41}^T E_1^{sc} / \lambda_0$  учтен фотоупругий вклад [14];  $\Delta k = (\dot{n}_1 - \dot{n}_2)2\pi / \lambda_0 = 2\rho\sqrt{1 + \xi^2}$ ;  $I_0 = |C_{S1}(0)|^2 + |C_{S2}(0)|^2 + |C_{P1}(0)|^2 + |C_{P2}(0)|^2 \approx |C_{P1}(0)|^2 + |C_{P2}(0)|^2$ ,  $E_1^{sc}$  — зависящая от фоторефрактивных параметров кристалла, пространственного периода решетки, амплитуды и временной формы внешнего электрического поля эффективная амплитуда поля пространственного заряда [15, 16].

Для случая одинаковой поляризации падающих на кристалл волн ( $\theta_S = \theta_P = \theta$ ) векторную амплитуду результирующего светового поля сигнальной волны на расстоянии  $x$  от границы кристалла можно получить в следующем виде [8]:

$$\mathbf{E}_S(x) = \left\{ \mathbf{E}_{\parallel}^S(x) \exp\left[\frac{\Gamma_{st}x}{2}\eta(x)\right] + \mathbf{E}_{\perp}^S(x)\Gamma_{st}\mathcal{J}_S(x) \right\} \times \exp[-\alpha x]. \quad (9)$$

Здесь введены обозначения

$$\mathbf{E}_{\parallel}^S(x) = C_{S1}(0)\mathbf{e}_1 + C_{S2}(0)\mathbf{e}_2 \exp[i\Delta kx], \quad (10)$$

$$\mathbf{E}_{\perp}^S(x) = C_{S2}^*(0)\mathbf{e}_1 - C_{S1}^*(0)\mathbf{e}_2 \exp[i\Delta kx], \quad (11)$$

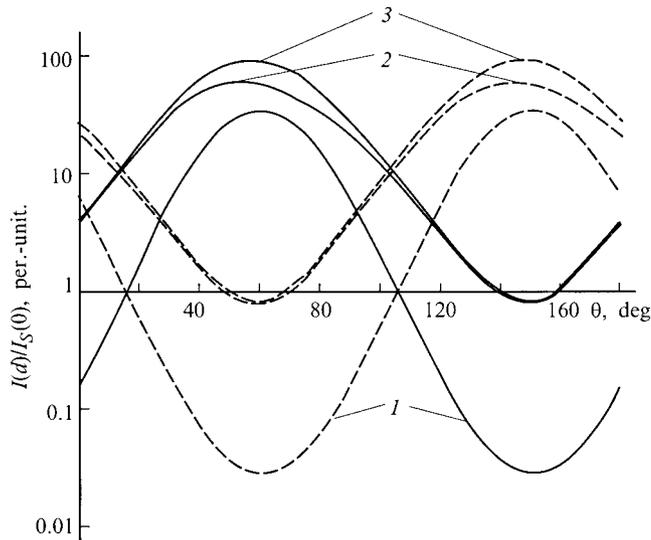
$$\eta(x) = \frac{\xi^2 + \text{sinc}\left(2\rho x\sqrt{1 + \xi^2}\right)}{1 + \xi^2} \sin(2\theta) - \rho x \text{sinc}^2\left(\rho x\sqrt{1 + \xi^2}\right) \cos(2\theta), \quad (12)$$

$$\mathcal{J}_S(x) = \frac{1}{2(1 + \xi^2)} \int_0^x \left[ \xi + i\xi^2 \cos(2\theta) + i\sqrt{1 + \xi^2} \right. \\ \times \sin(2\theta) \sin\left(2\rho x'\sqrt{1 + \xi^2}\right) \\ \left. - (\xi - i \cos(2\theta)) \cos\left(2\rho x'\sqrt{1 + \xi^2}\right) \right] \\ \times \exp\left(\frac{\Gamma_{st}x'}{2}\eta(x')\right) dx', \quad (13)$$

где  $\text{sinc}(x) = \sin(x)/x$ .

Таким образом, световое поле сигнальной волны после взаимодействия с опорной волной в кристалле толщиной  $x = d$  может быть представлено в виде суперпозиции световых полей  $\mathbf{E}_{\parallel}^S(d)$  и  $\mathbf{E}_{\perp}^S(d)$  с эллиптической поляризацией. Из уравнений (10), (11), (3) и (4) легко показать, что эти поля удовлетворяют условию ортогональности  $\mathbf{E}_{\parallel}^S(d)\mathbf{E}_{\perp}^{S*}(d) = 0$ . Поляризационная структура  $\mathbf{E}_{\parallel}^S(0)$  первой составляющей соответствует сигнальной волне в отсутствие фоторефрактивного взаимодействия (без волны накачки). В присутствии накачки интенсивность этой составляющей  $I_{\parallel}^S(d) = I_S(0) \exp[\Gamma_{st}d\eta(d)]$  может в зависимости от знака показателя экспоненты либо увеличиваться, либо уменьшаться, что характерно для обычного двухпучкового взаимодействия.

Интенсивность ортогональной к сигнальной волне (в отсутствие взаимодействия) составляющей светового поля  $I_{\perp}^S(x) = I_S(0)\Gamma_{st}^2|\mathcal{J}_S(x)|^2$  определяет вклад эффекта самодифракционной гирации [8–10] в суммарную интенсивность  $I_S(d) = I_{\parallel}^S(d) + I_{\perp}^S(d)$  сигнального пучка на выходе кристалла. Вклад данной составляющей всегда приводит к увеличению интенсивности более слабого сигнального пучка за счет перекачки мощности от более сильной волны накачки. Ортогональная по поляризации



**Рис. 5.** Зависимость относительного усиления (ослабления) интенсивности  $I_{\parallel}(d)/I_S(0)$  (кривые 1),  $I_{\perp}(d)/I_S(0)$  (кривые 2) составляющих светового поля и суммарной интенсивности  $I_{\parallel}(d) + I_{\perp}(d)/I_S(0)$  (кривые 3) на выходе из кристалла от угла  $\theta$  между плоскостью падения и вектором поляризации падающих волн.  $\Gamma_{st} = +10 \text{ см}^{-1}$  — сплошные кривые,  $\Gamma_{st} = -10 \text{ см}^{-1}$  — штриховые кривые.

компонента светового поля появляется при взаимодействии за счет дифракции с изменением поляризационного состояния (процессы  $\mathbf{k}_{S1} = \mathbf{k}_{P2} - \mathbf{K} + \Delta\mathbf{k}$  и  $\mathbf{k}_{S2} = \mathbf{k}_{P1} - \mathbf{K} - \Delta\mathbf{k}$  на рис. 4) на фоторефрактивной решетке, формируемой исходными волнами накачки и сигнала (процессы  $\mathbf{K} = \mathbf{k}_{P1} - \mathbf{k}_{S1}$  и  $\mathbf{K} = \mathbf{k}_{P2} - \mathbf{k}_{S2}$ ), и имеет высокую эффективность благодаря малой длине вектора расстройки  $\Delta\mathbf{k}$ .

В случае волны накачки, при  $I_P(0) \ll I_S(0)$ , соотношения для ее векторной амплитуды  $\mathbf{E}_P(x)$  могут быть получены из уравнений (9)–(13) путем замены индексов S1 и S2 на P1 и P2 и изменения знака у членов, содержащих  $\Gamma_{st}$ , с плюса на минус. Таким образом, интенсивность слабой волны накачки на выходе кристалла определяется как  $I_P(d) = I_P(0) \exp[-\Gamma_{st}d\eta(d)] + (I_P(0)\Gamma_{st}^2|\mathcal{J}_P(d)|^2)$ .

На рис. 5 представлены зависимости относительного усиления (ослабления) интенсивности  $I_{\parallel}^S(d)/I_S(0)$ ,  $I_{\perp}^S(d)/I_S(0)$  составляющих светового поля сигнальной волны и суммарной интенсивности  $I_S(d)/I_S(0) = (I_{\parallel}^S(d) + I_{\perp}^S(d))/I_S(0)$  на выходе из кристалла  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  от угла  $\theta$  между плоскостью падения и вектором поляризации падающих волн. Сплошные кривые соответствуют положительному значению постоянной связи  $\Gamma_{st} = +10 \text{ см}^{-1}$ , а штриховые кривые — отрицательному  $\Gamma_{st} = -10 \text{ см}^{-1}$ . Значения других физических параметров использованной модели соответствовали описанному выше экспериментальным условиям. Из показанных кривых следует, что для составляющей светового поля с интенсивностью  $I_{\parallel}^S(d)/I_S(0)$

(кривые 1) происходит смена усиления на ослабление при изменении знака постоянной связи. При этом эффективность усиления равна эффективности ослабления. Для рассматриваемого случая при всех значениях угла  $\theta$  вклад эффекта самодифракционной гирации (кривые 2) в суммарную интенсивность светового поля сигнальной волны (кривые 3) значительно превосходит вклад обычного фоторефрактивного усиления. Для большинства значений  $\theta$  ортогональная составляющая светового поля сигнальной волны усиливается ( $I_{\perp}^S(d)/I_S(0) > 1$ ).

Соотношения (2)–(6) и (9)–(13) позволяют записать аналитическое выражение для коэффициента двухволнового усиления (1) в виде

$$\Gamma_{th}(x) = \Gamma_{st}\eta(x) + \frac{1}{x} \ln\left(1 + |\mathcal{J}_S(x)|^2 \Gamma_{st}^2 \exp(-\Gamma_{st}x\eta(x))\right) \quad (14)$$

в приближении неистощимой накачки для  $I_S(0) \ll I_P(0)$  и —

$$\Gamma_{th}(x) = \Gamma_{st}\eta(x) - \frac{1}{x} \ln\left(1 + |\mathcal{J}_P(x)|^2 \Gamma_{st}^2 \exp(\Gamma_{st}x\eta(x))\right), \quad (15)$$

для случая  $I_S(0) \gg I_P(0)$ .

Второе слагаемое в этих выражениях описывает вклад эффекта самодифракционной гирации. Его знак не меняется при повороте вектора решетки на  $180^\circ$ . Если величина этого слагаемого больше абсолютной величины первого члена, то знак величины  $\Gamma_{th}(x)$  будет положительным вне зависимости от знака  $\Gamma_{st}$ . Это условие неоднаправленного энергообмена при прочих неизменных параметрах может выполняться как для всех значений длины взаимодействия  $x$ , так и для значений  $x$ , превышающих некоторую величину  $x_{\Gamma}$  [8]. Первый случай, для значений угла между вектором поляризации падающих на кристалл волн и плоскостью их падения  $\theta = 0$  и  $\theta = 90^\circ$ , реализуется при выполнении неравенства

$$|\Gamma_{st}| \geq |4\rho|, \quad (16)$$

а второй — когда оно не выполняется. Чем хуже выполняется это неравенство, тем больше должна быть длина взаимодействия  $x_{\Gamma}$ , начиная с которой будет наблюдаться неоднаправленный энергообмен. В экспериментах величина  $x_{\Gamma}$  ограничена размерами образца. Поэтому наблюдение эффекта неоднаправленного энергообмена в кристалле  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  на длине волны  $\lambda = 633 \text{ нм}$  возможно при увеличении параметра  $\Gamma_{st}$  (за счет увеличения некоординатной компоненты поля пространственного заряда) до значений, сравнимых с величиной  $4\rho = 15.5 \text{ см}^{-1}$ .

### 3. Сравнение экспериментальных результатов с численными расчетами

Представленные на рис. 3 теоретические зависимости  $\Gamma(\theta)$  для случая  $I_S(0) < I_P(0)$  (кривые 1) и  $I_S(0) > I_P(0)$  (кривая 2) соответствуют расчету по формулам (14) и (15). В расчетах использовалось значение  $\Gamma_{st} = 15.3 \text{ см}^{-1}$  для постоянной связи взаимодействующих волн, полученных путем подгонки теоретической зависимости  $\Gamma_{th}(\theta)$  под экспериментальные данные  $\Gamma(\theta)$  по методу наименьших квадратов. Использование материальных констант кристалла  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}:\text{CdO}$ , полученных в работе [11] в пренебрежении неоднаправленным энергообменом, для оценки параметра  $\Gamma_{st}$  по известным соотношениям для фоторефрактивного отклика среды с одноуровневой зонной моделью [15, 16] дает значение  $29.4 \text{ см}^{-1}$ . Последнее удовлетворяет условию (17). Результатом расчета постоянной связи для кристалла  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}:\text{CdO}$  с учетом наличия в нем мелких ловушек, сделанных по выражениям, представленным в работе [17] с использованием измеренных здесь же параметров, является значение  $\Gamma_{st} = 15.1 \text{ см}^{-1}$ , которое находится в хорошем согласии с полученным в данной работе. Заметим, что величина  $\Gamma_{st} = 15.3 \text{ см}^{-1}$  не удовлетворяет неравенству (16) ( $4\rho = 15.5 \text{ см}^{-1}$ ), однако расчет пространственной зависимости  $\Gamma_{th}(x)$  по формуле (15) позволяет получить значение пороговой величины  $x_T = 0.45 \text{ см}$ , которое меньше толщины исследованного образца.

Таким образом, в данной работе показана возможность эффективного неоднаправленного энергообмена при двухпучковом взаимодействии на фоторефрактивной решетке с вектором  $\mathbf{K} \parallel [\bar{1}10]$ , сформированной за счет диффузионно-дрейфового механизма в кристалле  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}:\text{CdO}$ , находящемся в знакопеременном электрическом поле.

Настоящая работа выполнена при частичной финансовой поддержке Красноярского филиала фирмы "Стек" (г. Томск).

### Список литературы

- [1] A. Ashkin, G.D. Boyd, J.M. Driedzic. Appl. Phys. Lett. **9**, 72 (1966).
- [2] М.П. Петров, С.И. Степанов, А.В. Хоменко. Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике. Наука, СПб (1992). 317 с.
- [3] Б.И. Стурман. ЖТФ **48**, 5, 1010 (1978).
- [4] В.И. Винецкий, Н.В. Кухтарев, С.Г. Одулов, М.С. Соскин. УФН **129**, 113 (1979).
- [5] Б.И. Стурман, В.М. Фридкин. Фотогальванический эффект в средах без центра симметрии и родственные явления. Наука, М. (1992). 208 с.
- [6] А.В. Алексеев-Попов, А.В. Князьков, А.С. Сайкин. Письма в ЖТФ **9**, 18, 1108 (1983).
- [7] K. Shcherbin, S. Odoulov, R. Litvinov, E. Shandarov, S. Shandarov. J. Opt. Soc. Am. **B13**, 10, 2268 (1996).
- [8] Р.В. Литвинов, С.М. Шандаров. Опт. и спектр. **83**, 2, 334 (1997).
- [9] Н.В. Кухтарев, М.С. Бродин, В.И. Волков. ФТТ **30**, 9, 2757 (1988).
- [10] Н.В. Кухтарев, Б.Д. Павлик, В.В. Сорокина, Т.И. Семенец. Квантовая электроника **13**, 2, 326 (1986).
- [11] Р.В. Литвинов, С.М. Шандаров, Д.В. Якимов, А.В. Решетько, С.Н. Питченко, Ю.Ф. Каргин, В.В. Волков. ЖТФ **67**, 12, 31 (1997).
- [12] P. Taybati, T. Mangereften. J. Opt. Soc. Am. **B8**, 5, 1053 (1991).
- [13] D.J. Webb, A. Kiebling, B.I. Sturman, E. Shamonina, K.H. Ringhofer. Opt. Commun **108**, 31 (1994).
- [14] С.И. Степанов, Н.Д. Хатьков, С.М. Шандаров. ФТТ **10**, 3054 (1987).
- [15] С.И. Степанов, Нестационарные механизмы голографической записи в фоторефрактивных кристаллах/ в сб.: Оптическая голография с записью в трехмерных средах/ Под ред. Ю.Н. Денисюка. Наука, Л., (1986), с. 17.
- [16] S.I. Stepanov, M.P. Petrov. Opt. Comm. **53**, 5 292 (1985).
- [17] О.В. Кобозев, С.М. Шандаров, Р.В. Литвинов, Ю.Ф. Каргин, В.В. Волков. ФТТ **40**, 10, 2037 (1998).