

Влияние оптической активности на самофокусировку световых пучков в кубических фоторефрактивных кристаллах

В.В.Шепелевич, Р.Коваршик, А.Кислинг, В.Матусевич, А.А.Голуб

Исследованы самофокусировка гауссовых пучков света и условия распространения экранирующих пространственных солитонов в кубическом оптически активном фоторефрактивном кристалле с плоскостью среза ($\bar{1}\bar{1}0$) при произвольной ориентации внешнего электрического поля в этой плоскости. Теоретически изучено изменение вращения плоскости поляризации светового пучка за счет нелинейного взаимодействия света с кристаллом. Показано, что оптическая активность в некоторых случаях усиливает самофокусировку. Выполнены эксперименты по наблюдению экранирующей самофокусировки в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ в условиях некогерентного освещения без дополнительной лазерной подсветки кристалла. Экспериментальные данные хорошо согласуются с предложенной теоретической моделью.

Ключевые слова: самофокусировка, пространственный солитон, фоторефрактивный кристалл, оптическая активность.

1. Введение

Самофокусировка световых пучков и распространение пространственных солитонов в фоторефрактивных кристаллах рассмотрены во многих работах, например в [1–5]. Солитоны могут быть использованы для оптического переключения и оптической обработки информации [2], а также создания волноводных структур, предназначенных для каналирования более мощных световых пучков [4]. Однако в указанных работах, учитывающих различные аспекты самовоздействия световых пучков и формирования пространственных солитонов в фоторефрактивных кристаллах, не принимается во внимание оптическая активность этих сред, которая может оказывать существенное влияние на характер нелинейного взаимодействия света с кристаллом.

В то же время оптически активные кристаллы типа силленита ($\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ (BSO), $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ (BGO), $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ (BTO)) в силу высокой голографической чувствительности допускают образование солитоноподобных световых пучков при низких (несколько мкВт/см²) световых интенсивностях [2]. Влияние оптической активности на явление самофокусировки и формирование экранирующих пространственных солитонов рассматривалось в работах [6, 7]. Однако в [6] исследован только один частный случай ориентации вектора E_0 внешнего электрического поля в плоскости среза (110) кубического фоторефрактивного кристалла ($E_0 \parallel [001]$), а в [7] сделана попытка учесть лишь две возможные ориентации вектора E_0 ($E_0 \parallel [001]$ и $E_0 \perp [001]$).

Цель настоящей работы – получение общей системы связанных уравнений, описывающих распространение светового пучка в кристалле, для произвольного направления вектора внешнего электрического поля, лежащего в плоскости среза кристалла, исследование решения этой системы для нескольких типичных ориентаций кристалла, а также проверка справедливости выбранной теоретической модели экспериментально.

2. Теория

Для вывода уравнения, определяющего самофокусировку света в оптически активном фоторефрактивном кристалле, используем следующие приближения. Пусть $N_d \gg n$, $N_a \gg n$, $N_d^+ \gg n$, где N_d – концентрация атомов донорной примеси (доноров); n – концентрация электронов; N_a – концентрация атомов акцепторной примеси (акцепторов); N_d^+ – концентрация ионизированных доноров. Кроме того, полагаем, что интенсивность светового пучка $I(x, z)$ изменяется настолько медленно при изменении координаты x , что выполняется неравенство [3]

$$\left| \left(\frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r}{e N_a} \right) \frac{\partial E_{sc}}{\partial x} \right| \ll 1,$$

где ε_0 – диэлектрическая постоянная; ε_r – относительная статическая диэлектрическая проницаемость кристалла; e – заряд электрона; E_{sc} – поле пространственного заряда. Тогда в пренебрежении диффузионной составляющей электрического поля пространственного заряда с помощью уравнений Кухтарева и др. [8] нетрудно получить (см., напр., [3]) соотношение

$$E_{sc} = \frac{I_d}{I_d + I}, \quad (1)$$

где I_d – темновая интенсивность кристалла, включающая в себя интенсивность подсветки.

В.В.Шепелевич, А.А.Голуб. Мозырский государственный педагогический университет, Белоруссия, 247760 Мозырь, ул. Студенческая, 28; e-mail: vasshep@inbox.ru

R.Kowarschik, A.Kiessling, V.Matusevich. Friedrich-Schiller-Universität, Deutschland, D-07743 Jena, Fröbelstieg, 1; e-mail: kowar@pinet.uni-jena.de, vladislav.matusevich@uni-jena.de

Поступила в редакцию 13 сентября 2002 г.

С помощью уравнений Максвелла, материальных уравнений для кубического оптически активного кристалла и выражения (1) получаем в параксиальном приближении следующее уравнение для медленно изменяющегося комплексного вектора амплитуды напряженности электрического поля светового пучка $A(x, z)$:

$$i \frac{\partial A}{\partial z} + \frac{1}{2k_0 n_0} \frac{\partial^2 A}{\partial x^2} - \frac{k_0 n_0^3}{2} \frac{I_d}{I_d + |A|^2} (A \hat{r} E_0) + i \rho [e_z, A] = 0, \quad (2)$$

где k_0 – длина волнового вектора монохроматического светового пучка; n_0 – невозмущенный показатель преломления кристалла, \hat{r} – электрооптический тензор третьего ранга кубического фоторефрактивного кристалла класса симметрии 23; ρ – удельное вращение кристалла; ось z с единичным вектором e_z совпадает с направлением распространения светового пучка, а ось x – с направлением внешнего электрического поля E_0 , приложенного к кристаллу. Здесь выражение $(A \hat{r} E_0)$ в силу симметрии тензора $\hat{r} = r_{ijk}$ по двум первым индексам представляет собой ковариантную (бескоординатную) запись [9] выражения $\sum_{j,k} r_{ijk} A_j E_{0k}$.

Представим вектор A в виде (см., напр., [7])

$$A = (ue_x + ve_y) I_d^{1/2}, \quad (3)$$

где u и v – в общем случае комплексные числа, характеризующие x - и y -составляющие комплексного вектора A ; e_x и e_y – единичные векторы рабочей координатной системы (рис.1). Затем выполним следующую замену переменных:

$$s = x k_0 n_0^2 \left(\frac{E_0 r_{41}}{2} \right)^{1/2}, \quad (4)$$

$$\xi = \frac{z k_0 n_0^3 E_0 r_{41}}{2}, \quad (5)$$

где r_{41} – электрооптический коэффициент, а $E_0 = |E_0|$, и введем обозначение

$$\delta = \frac{2\rho}{k_0 n_0^3 r_{41} E_0}. \quad (6)$$

Тогда получим систему уравнений для безразмерных переменных u и v :

$$i \frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial s^2} - \frac{\mu_1 u + \mu_2 v}{1 + |u|^2 + |v|^2} - i v \delta = 0, \quad (7)$$

$$i \frac{\partial v}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 v}{\partial s^2} - \frac{\mu_2 u + \mu_3 v}{1 + |u|^2 + |v|^2} + i u \delta = 0,$$

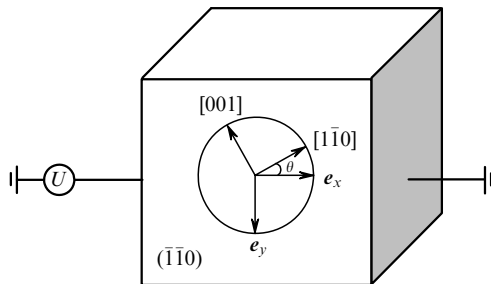


Рис.1. Рабочая координатная система xuz и кристаллографические направления; θ – ориентационный угол.

где

$$\mu_1 = 3 \sin \theta \cos^2 \theta;$$

$$\mu_2 = \cos \theta (1 - 3 \sin^2 \theta); \quad (8)$$

$$\mu_3 = \sin \theta (1 - 3 \cos^2 \theta);$$

θ – ориентационный угол (рис.1).

Система нормализованных связанных уравнений (7) отличается от систем уравнений, используемых в [6, 7], произвольной ориентацией внешнего электрического поля в плоскости среза кристалла по отношению к кристаллографической системе координат. Эта система позволяет найти оптимальные условия самофокусировки световых пучков и распространения пространственных солитонов в кубических фоторефрактивных оптически активных кристаллах класса 23. Если пренебречь оптической активностью, то система уравнений (7) может быть применена также в случае кристаллов класса 43m.

Зависимости (8) коэффициентов μ_1 , μ_2 и μ_3 от ориентационного угла θ показывают, что главная роль в процессе самофокусировки принадлежит коэффициенту μ_1 , поскольку амплитуда его изменения самая большая. Из (8) также следует, что при $\theta = 0 + \pi m$ (где $m = \pm 1, \pm 2, \dots$) коэффициенты μ_1 и μ_3 одинаковы и равны нулю, а при $\theta \approx 35.3^\circ$ или 144.7° параметр μ_1 достигает максимальных значений. Коэффициент μ_1 отвечает за самофокусировку u -поляризации светового пучка, коэффициент μ_3 – за самофокусировку v -поляризации, а μ_2 описывает кросс-нелинейную связь между u - и v -поляризациями.

Уравнения, аналогичные (7), были приведены в [6, 7] при рассмотрении кристалла ВТО в случае $\theta = 90^\circ$ ($\mu_1 = \mu_2 = 0$). При $\theta = 0$ ($\mu_3 = \mu_1 = 0$) в кристалле реализуется только кросс-нелинейная связь ($\mu_2 = 1$), и такой случай в известной нам литературе корректно не рассматривался. Не рассматривался также случай $E_0 || [1\bar{1}\bar{1}]$ ($\theta = 35.3^\circ$) с учетом оптической активности.

3. Анализ самофокусировки в кристалле типа силленита

Для исследования самофокусировки гауссова пучка света с длиной волны $\lambda = 0.6328$ мкм и радиусом перетяжки $x_0 = 25$ мкм ($I(x) = I_0 \exp(-x/x_0)$) при различных ориентационных углах рассмотрим это явление в кристалле типа силленита толщиной $d = 15$ мм, параметры которого близки к параметрам кристалла ВТО: показатель преломления $n_0 = 2.54$, электрооптический коэффициент $r_{41} = 5 \times 10^{-12}$ м/В, удельное вращение $\rho = 6$ угл.град./мм.

Рассмотрим сначала случай, когда внешнее электрическое поле параллельно кристаллографическому направлению $[1\bar{1}0]$ ($\theta = 0$) и падающий на кристалл гауссов пучок поляризован вдоль оси x (u -поляризация). Перетяжка пучка находится на входной грани кристалла.

Численные расчеты показывают, что при включении внешнего электрического поля происходит нелинейный поворот плоскости поляризации света и u -поляризованное излучение может быть почти полностью преобразовано в v -поляризованное ($A || y$) и наоборот при отсутствии оптической активности ($\rho = 0$). Интересно также отметить, что при учете оптической активности в средней части кристалла ($z \approx d/2$) имеет место небольшая самофокусировка исходного светового пучка, тогда как в от-

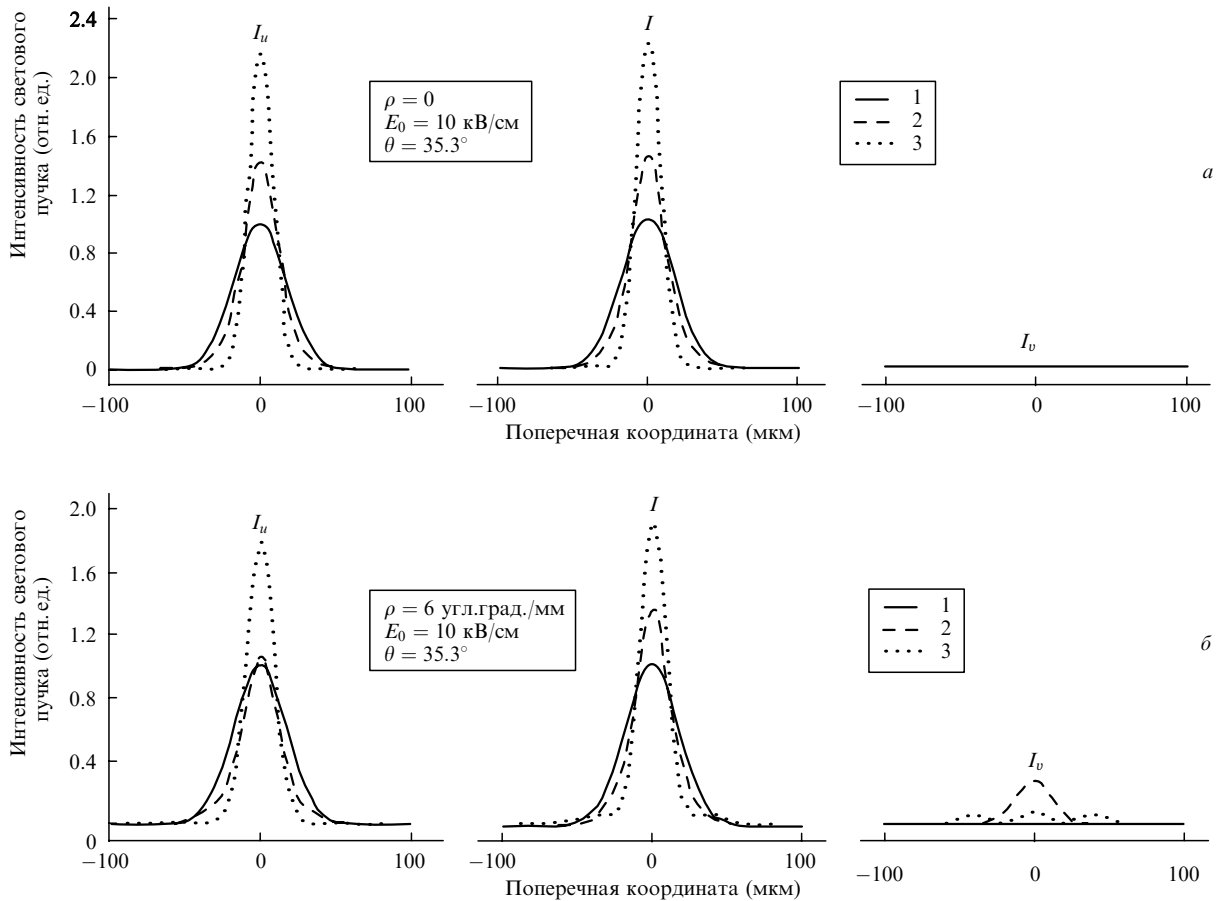


Рис.2. Пространственные распределения интенсивности поляризационных компонент I_u , I_v и суммарной интенсивности I света с u -поляризацией на входе в кристалл для $\theta = 35.3^\circ$ ($E_0 || [1\bar{1}\bar{1}]$) без учета (а) и с учетом (б) оптической активности при включенном внешнем электрическом поле: входная интенсивность ($z = 0$) (1), интенсивность в середине кристалла ($z = 7.5$ мм) (2) и выходная интенсивность ($z = d = 15$ мм) (3).

существование оптической активности при тех же остальных условиях она не проявляется. В рассматриваемой геометрии наблюдается также ярко выраженное «подавление» оптической активности нелинейным вращением плоскости поляризации светового пучка. Так, если при выключенном внешнем электрическом поле ($E_0 = 0$) на выходе оптически активного кристалла интенсивность u -поляризованной компоненты светового пучка равна нулю, т.е. плоскость поляризации поворачивается на 90° за счет оптической активности, то при включении электрического поля ($E_0 = 10$ кВ/см) u -поляризованная компонента в значительной степени восстанавливается, в то время как v -поляризованная сильно ослабляется и деформируется. Это свидетельствует о том, что при включении внешнего электрического поля поворот плоскости поляризации на 90° уже не наблюдается. Следует отметить значительное отклонение формы основного светового пучка на выходе из кристалла от гауссовой при включении внешнего электрического поля.

Результаты исследования самофокусировки при ориентационном угле $\theta \approx 35.3^\circ$ ($E_0 || [1\bar{1}\bar{1}]$) приведены на рис.2. В этом случае μ_1 достигает максимального значения (см. (8)), а нелинейная перекачка интенсивности излучения отсутствует ($\mu_2 \approx 0$). Поэтому без учета оптической активности (рис.2,а) перекачка u -поляризованного излучения в v -поляризованное не наблюдается, а максимальная интенсивность светового пучка возрастает в 2.2 раза и он сильно сужается. Можно показать, что для $\rho = 0$ солито-

ноподобное распространение светового пучка имеет место при $E_0 \approx 2.6$ кВ/см, а для $\rho = 6$ угл.град./мм оно наблюдается при $E_0 \approx 4.1$ кВ/см. Для сравнения отметим, что в случае $\theta = 90^\circ$ ($E_0 || [1\bar{1}0]$) квазисолитонный режим входящего в кристалл v -поляризованного пучка реализуется при более высоких напряженностях электрического поля: в отсутствие оптической активности – при $E_0 \approx 3.7$ кВ/см, а в ее присутствии – при $E_0 \approx 5.5$ кВ/см.

На рис.3 для входного гауссова светового пучка показаны зависимости максимальной по поперечному сечению интенсивности от координаты z в кристалле. В от-

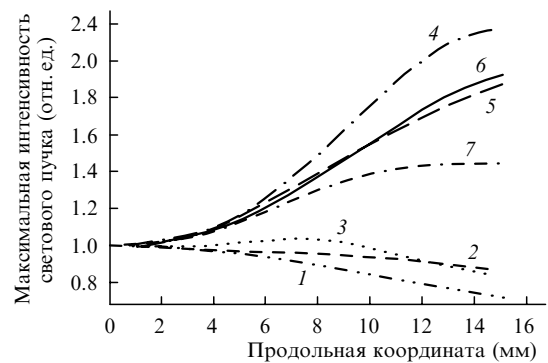


Рис.3. Зависимости максимальной по поперечному сечению светового пучка интенсивности от координаты z в кристалле при $\theta = 0$ (1–3), 35.3° (4, 5) и 90° (6, 7), $\rho = 6$ угл.град./мм (1, 3, 5, 7) и 0 (2, 4, 6), $E_0 = 0$ (1) и 10 кВ/см (2–7).

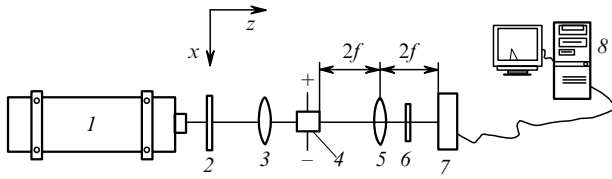


Рис.4. Схема эксперимента:
 1 – He–Ne-лазер; 2 – стандартный ослабитель; 3, 5 – собирающие линзы; 4 – кристалл BSO с электродами, к которым приложено внешнее электрическое поле; 6 – поляризатор, используемый при измерении *u*- и *v*-компонент излучения светового пучка; 7 – оптическая линейка; 8 – компьютер с АЦП-преобразователем.

сутствие внешнего электрического поля оптическая активность не влияет на интенсивность пучка. Поэтому для всех углов θ зависимость интенсивности от координаты z будет изображаться кривой 1, характеризующей дифракционную расходимость пучка. При включении внешнего электрического поля оптическая активность оказывает сильное влияние на изучаемые зависимости, т. к. вращение плоскости поляризации выполняет роль регулятора поляризационных условий самофокусировки. Как уже отмечалось, при $\theta = 0$ под влиянием оптической активности примерно в середине кристалла наблюдается небольшая самофокусировка светового пучка (кривая 3), при $z \approx 12.5$ мм кривые 2 и 3 пересекаются. При больших z кривая 2 (при отсутствии оптической активности) лежит

выше кривой 3 (с учетом оптической активности). В остальных случаях оптическая активность ослабляет эффект самофокусировки по всей толщине кристалла. Видно, что наиболее ярко самофокусировка проявляется в отсутствие оптической активности при $\theta \approx 35.3^\circ$, т.е. когда $E_0 \parallel [111]$.

4. Сравнение с экспериментом

С целью проверки предложенной теоретической модели нами был проведен эксперимент (рис.4) по наблюдению самофокусировки в кристалле BSO. Световый пучок He–Ne-лазера (ЛГН-113) 1, поляризованный в направлении оси x , после ослабителя 2 фокусировался линзой 3 с фокусным расстоянием $f = 7.5$ см на входной поверхности кристалла 4 с плоскостью среза $(\bar{1}\bar{1}0)$ и размером $1 \times 1 \times 1$ см. Радиус пучка в перетяжке был равен 50 мкм. С помощью серебряных электродов на кристалл в направлении оси x подавалось постоянное электрическое поле с напряженностью 7.5 кВ/см. Для измерения распределения интенсивности света в выходной плоскости кристалла использовалась линейная система фотодиодов 7 (оптическая линейка). Поверхность кристалла отображалась на оптической линейке с помощью второй линзы 5 с тем же фокусным расстоянием. При измерении *u*- и *v*-компонент интенсивности светового пучка за кристаллом устанавливался поляризатор 6. Световой пучок наблюдался на экране монитора компьютера 8. Экспе-

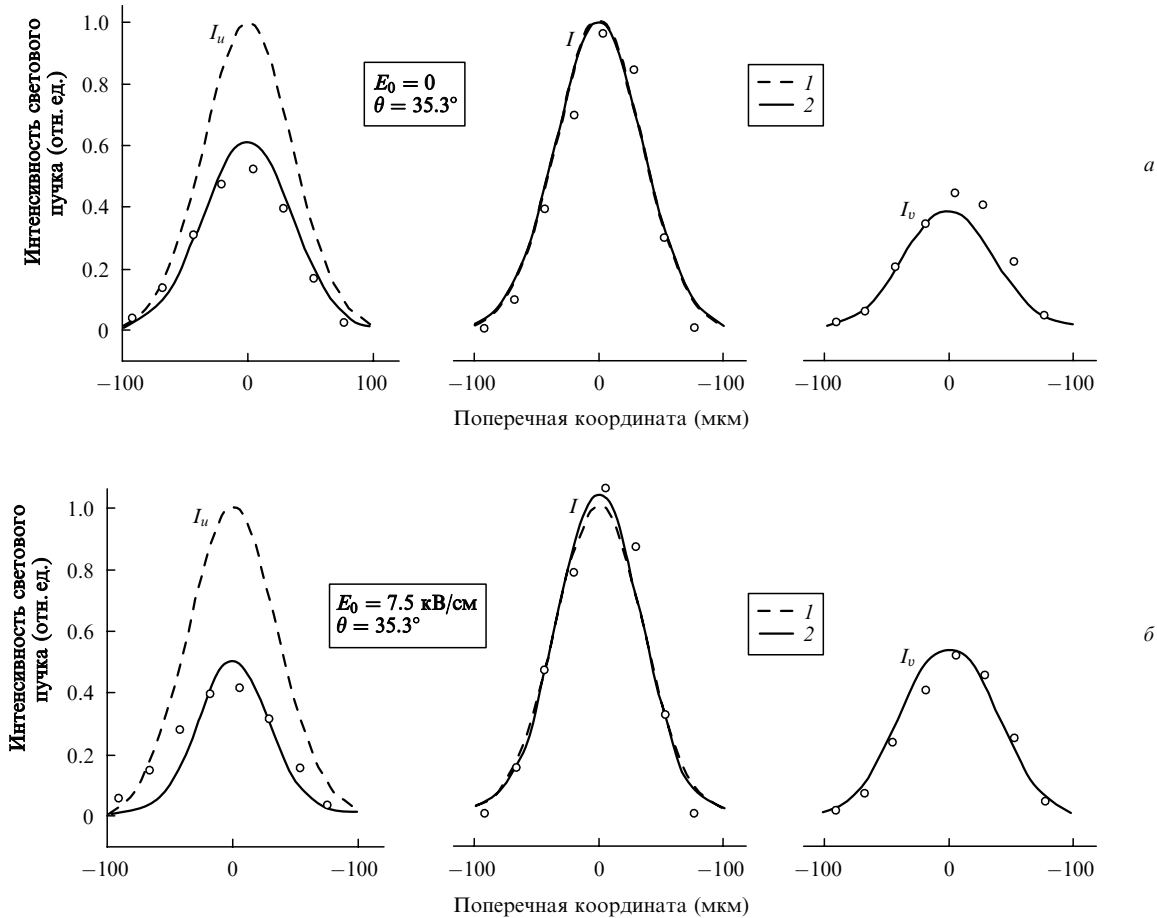


Рис.5. Экспериментальные (точки) и теоретические (кривые) пространственные распределения поляризационных компонент I_u , I_v и суммарной интенсивности света I в отсутствие внешнего электрического поля (а) и в его присутствии (б): интенсивность гауссова пучка на входе в кристалл (в перетяжке) (1) и на выходе из него (2).

римент проводился в условиях некогерентного освещения без дополнительной лазерной подсветки кристалла. Оценочные измерения и расчеты показали, что темновая интенсивность I_d с учетом некогерентной подсветки была приблизительно равна максимальной интенсивности светового пучка в перетяжке. В расчетах были использованы следующие значения параметров кристалла: $n_0 = 2.54$, $\rho = 21.8$ угл.град./мм, $r_{41} = 5 \times 10^{-12}$ м/В.

Результаты эксперимента и соответствующие теоретические кривые приведены на рис.5. Если в отсутствие внешнего электрического поля наблюдается дифракционная расходимость светового пучка (рис.5,а, в центре), то при включении поля (рис.5,б) имеет место небольшая самофокусировка (максимальная интенсивность пучка превышает единицу). Под влиянием внешнего электрического поля u -поляризованная компонента интенсивности ослабевает, а v -поляризованная – усиливается (рис.5,б) в соответствии с предсказаниями теории. Некоторое отличие экспериментальных результатов от теоретических могло быть связано с погрешностью измерений, несовершенством формы светового пучка, а также с невыполнением требования поперечной одномерности пучка лазера.

5. Заключение

Таким образом, предложена система уравнений, описывающая распространение световых пучков в кубических оптически активных фоторефрактивных кристаллах, помещенных во внешнее электрическое поле при его произвольной ориентации. Показано, что явление самофокусировки проявляется более ярко при внешнем электрическом поле, параллельном кристаллографическому направлению $[1\bar{1}\bar{1}]$, чем при поле, параллельном направлениям $[1\bar{1}0]$ и $[00\bar{1}]$. Установлено, что нелинейное взаимодействие поляризованных компонент светового

пучка может подавить поляризационные свойства оптически активного кристалла. Обнаружено, что при $\theta = 0$ влияние оптической активности кристалла приводит при толщине кристалла 7 мм к усилению самофокусировки. Для углов $\theta = 90^\circ$ и $\theta \sim 35.3^\circ$ вычислены напряженности внешнего электрического поля, при которых формируется квазисолитонный режим. Экспериментально исследована самофокусировка гауссова пучка света в кристалле BSO. Результаты экспериментов хорошо согласуются с теоретическими расчетами и свидетельствует о перспективности дальнейшего изучения распространения и взаимодействия пространственных солитонов в оптически активных кристаллах.

Выражаем благодарность П.И.Ропоту, С.Ф.Ничипорко и В.Н.Навныко за помощь в подготовке эксперимента. В.В.Шепелевич благодарен DAAD за предоставленную возможность совместной работы над статьей с немецкими коллегами.

Работа поддержана Министерством образования Республики Беларусь.

1. Segev M., Crosignani B., Yariv A., Fisher B. *Phys. Rev. Lett.*, **68**, 923 (1992).
2. Castillo M.D., Aguilar A., Mondragon J.J., Stepanov S., Vyslouch V. *Appl. Phys. Lett.*, **64**, 408 (1994).
3. Cristodoulides D.N., Carvalho M.I. *J. Opt. Soc. Am. B*, **12**, 1628 (1995).
4. Алешкевич В.А., Выслоух В.А., Карташев Я.В. *Квантовая электроника*, **31**, 639 (2001).
5. Фролова М.Н., Шандаров С.М., Бородин М.В. *Квантовая электроника*, **32**, 45 (2002).
6. Sing S.R., Christodoulides D.N. *J. Opt. Soc. Am. B*, **13**, 719 (1996).
7. Krolikowski W., Akhmediev N., Andersen D.R., Luther-Davies B. *Opt. Commun.*, **132**, 179 (1996).
8. Kukhtarev N., Markov V., Odulov S., Soskin M., Vinetskii V. *Ferroelectrics*, **22**, 949 (1979).
9. Федоров Ф.И. *Оптика анизотропных сред* (Минск: Изд-во АН БССР, 1958).