

07

Влияние оптической активности на когерентное взаимодействие экранирующих солитонов в кубическом фоторефрактивном кристалле

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

Мозырский государственный педагогический университет, Беларусь
Йенский университет им. Фридриха Шиллера, D-07743, Йена, Германия
E-mail: vassher@inbox.ru

Поступило в Редакцию 9 апреля 2004 г.

Методом численного моделирования исследовано когерентное взаимодействие солитоноподобных пучков в кубическом фоторефрактивном кристалле силленит-типа. Рассмотрено влияние оптической активности на процессы объединения и отталкивания пучков при различной ориентации внешнего электрического поля.

Взаимодействие пространственных солитонов в фоторефрактивных кристаллах привлекает внимание исследователей благодаря возможности реализовать с его помощью оптическое переключение пучков [1,2]. Проблема солитонного взаимодействия была рассмотрена в ряде статей (например, [3–8]). Первый эксперимент, в котором одинаково поляризованные параллельно распространяющиеся гауссовы световые пучки когерентно взаимодействовали в кристалле $\text{Vt}_{12}\text{TiO}_{20}$ (ВТО), к которому было приложено внешнее электрическое поле, был выполнен и объяснен в [4]. Несмотря на то что кристалл ВТО является оптически активным, влияние оптической активности на взаимодействие световых пучков в [4] не исследовалось, так как удельное вращение на используемой длине волны $\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$ составляет лишь $6.3^\circ/\text{mm}$ и для кристалла толщиной 9 mm им можно было пренебречь. Первое экспериментальное наблюдение когерентного взаимодействия между одномерными светлыми фоторефрактивными экранирующими солитонами в кристалле ниобата бария-стронция было сообщено в [6]. Ясная физическая интерпретация природы солитонного притяжения

или отталкивания в случае как когерентного, так и некогерентного взаимодействия была представлена в [5–6].

Недавно появился ряд публикаций (например, [9–14]), посвященных изучению влияния оптической активности на солитоноподобное распространение световых пучков в кристаллах силленит-типа. Однако, насколько нам известно, изучение влияния оптической активности на взаимодействие солитоноподобных пучков в силленитах не проводилось.

В этой работе мы представляем результаты теоретического исследования и компьютерного моделирования когерентного двухпучкового взаимодействия в кристалле ВТО в квазисолитонном режиме с учетом оптической активности и изучаем влияние оптической активности на „притяжение“ и „отталкивание“ световых пучков.

При проведении компьютерного моделирования исследовалась одномерная модель гауссовых лазерных пучков. Предполагалось, что в кристалле реализован режим дрейфовой нелинейности, способствующий возникновению экранирующих солитонов [15]. Распространение световых пучков описывалось на основании уравнения [9,11,14] для векторной огибающей комплексной амплитуды лазерного светового поля $\mathbf{A}(x, z)$, полученного в параксиальном приближении:

$$i \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial z} + \frac{1}{2k_0 n_0} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial x^2} - \frac{k_0 n_0^3}{2} \frac{I_\infty + I_d}{I_d + I(x, z)} (\mathbf{A} \hat{\mathbf{r}} \mathbf{E}_0) + i\rho[\mathbf{e}_z, \mathbf{A}] = 0, \quad (1)$$

где k_0 — длина волнового вектора монохроматического светового пучка, n_0 — невозмущенный показатель преломления кристалла, $\hat{\mathbf{r}}$ — электрооптический тензор третьего ранга для кристалла класса 23, $I(x, z)$ — интенсивность светового пучка, I_d — темновая интенсивность (включая в общем случае интенсивность фонового излучения), ρ — удельное вращение кристалла. Ось z указывает направление распространения световых пучков, а ось x совпадает с направлением внешнего электрического поля \mathbf{E}_0 , приложенного к кристаллу.

Представим вектор \mathbf{A} в форме [16]

$$\mathbf{A} = A_x \mathbf{e}_x + A_y \mathbf{e}_y = (2\eta_0 I_d / n_0)^{1/2} (u \mathbf{e}_x + v \mathbf{e}_y),$$

где \mathbf{e}_x и \mathbf{e}_y — единичные векторы координатной системы, A_x и A_y — проекции вектора \mathbf{A} на оси x и y , u и v — безразмерные поляризационные

компоненты нормализованного вектора огибающей светового пучка, $\eta_0 = (\mu_0/\varepsilon_0)^{1/2}$, и перейдем к следующим безразмерным переменным $s = x/x_0$ и $\xi = z/(kx_0)$, где x_0 — произвольная пространственная ширина [16]. После введения безразмерных параметров $\beta = (n_0^4 k_0^2 x_0^2 r_{41} E_0)/2$ и $\delta = n_0 k_0 x_0^2 \rho$, где r_{41} — компонента электрооптического тензора, можно получить следующую систему дифференциальных уравнений для поляризационных компонент u и v :

$$\begin{aligned} i \frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial s^2} - \beta(1 + \gamma) \frac{\mu_1 u + \mu_2 v}{1 + |u|^2 + |v|^2} - \delta v &= 0, \\ i \frac{\partial v}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 v}{\partial s^2} - \beta(1 + \gamma) \frac{\mu_2 u + \mu_3 v}{1 + |u|^2 + |v|^2} + \delta u &= 0, \end{aligned} \quad (2)$$

где $\gamma = I_\infty/I_d$,

$$\begin{aligned} \mu_1 &= 3 \sin \theta \cos^2 \theta, \\ \mu_2 &= \cos \theta (1 - 3 \sin^2 \theta), \\ \mu_3 &= \sin \theta (1 - 3 \cos^2 \theta) \end{aligned} \quad (3)$$

и θ — угол между направлением $[1\bar{1}0]$ и вектором внешнего электрического поля. Здесь мы использовали выражение [9] для интенсивности светового поля $I(x, z) = (n_0/2\eta_0)(|A_x|^2 + |A_y|^2) = I_d(|u|^2 + |v|^2)$.

Система нормализованных связанных уравнений (2), которая отличается от системы уравнений в [9,10] произвольной ориентацией внешнего электрического поля в плоскости $(\bar{1}\bar{1}0)$ по отношению к кристаллографической системе координат будет использована ниже для численного моделирования процессов взаимодействия световых пучков в кубических фоторефрактивных кристаллах.

Пусть два одномерных когерентных параллельных гауссовых пучка He–Ne-лазера распространяются в кубическом оптически активном фоторефрактивном кристалле ВТО класса симметрии 23 среза $(\bar{1}\bar{1}0)$.

Сначала рассмотрим случай, когда световые пучки взаимодействуют в кристалле ВТО в условиях, близких к условиям первого эксперимента [4] по взаимодействию солитонов в этом кристалле. Параметры кристалла выбирались следующими: $n_0 = 2.25$, $r_{41} = 6.175 \cdot 10^{-12}$ м/В, $\rho = 6.3^\circ/\text{mm}$, толщина кристалла $d = 18$ мм. Величина внешнего элек-

трического поля E_0 была равной 9 kV/cm . Входные пучки имели гауссов профиль и линейную поляризацию вдоль оси y , их полуширина принималась равной $x_0 = 19.5 \mu\text{m}$, расстояние между ними составляло $39 \mu\text{m}$, $\gamma = 0$, $I_{\text{max}}/I_d = 1$ и угол между направлением $[1\bar{1}0]$ и внешним электрическим полем $\theta = 90^\circ$.

Пусть разность фаз взаимодействующих световых пучков Δ равна нулю (рис. 1, *a*). Сравнивая нормализованную интенсивность объединенного пучка в середине кристалла ($d = 9 \text{ mm}$) без учета оптической активности (кривая 1) и с ее учетом (кривая 2), можно заключить, что влияние оптической активности в кристалле ВТО умеренной толщины (менее 1 cm) для умеренных значений внешнего электрического поля (около 10 kV/cm) мало и пренебрежение им при интерпретации экспериментальных данных в [4] было оправданным. В то же время, сравнивая результаты численных вычислений световой интенсивности (рис. 1, *a*) на выходе из кристалла ($d = 18 \text{ mm}$) без учета оптической активности (кривая 3) и с ее учетом (кривая 4), можно заметить, что оптическая активность значительно уменьшает самофокусировку объединенного пучка в процессе „притяжения“ пучков, т.е. для кристалла толщиной более 15 mm влияние оптической активности оказывается существенным.

Из сравнения тоновых рисунков вытекает, что под влиянием оптической активности полуширина объединенного пучка в местах наибольшего сужения значительно увеличивается, а максимальная интенсивность в этих точках уменьшается (нижний тоновый рисунок). Следует отметить, что без учета оптической активности (верхний тоновый рисунок) максимальное сужение достигается при значении координаты z , превышающей 18 mm ($z = 19.6 \text{ mm}$), в то время как с учетом оптической активности минимальная полуширина пучка наблюдается при $z = 13.6 \text{ mm}$.

В случае, когда разность фаз взаимодействующих световых пучков Δ равна π , интерференция является деструктивной и в области наложения пучков образуется участок с нулевой интенсивностью (вблизи точки $x = 0$ на рис. 1, *b*), который постоянно растет благодаря дифракционному расплыванию пучков. Это приводит к деформации волнового фронта пучков и объясняет их „отталкивание“ в процессе распространения. Нелинейные свойства кристалла способствуют возрастанию показателя преломления в областях максимальной интенсивности светового поля по сравнению с другими областями. В этих областях наблюдается

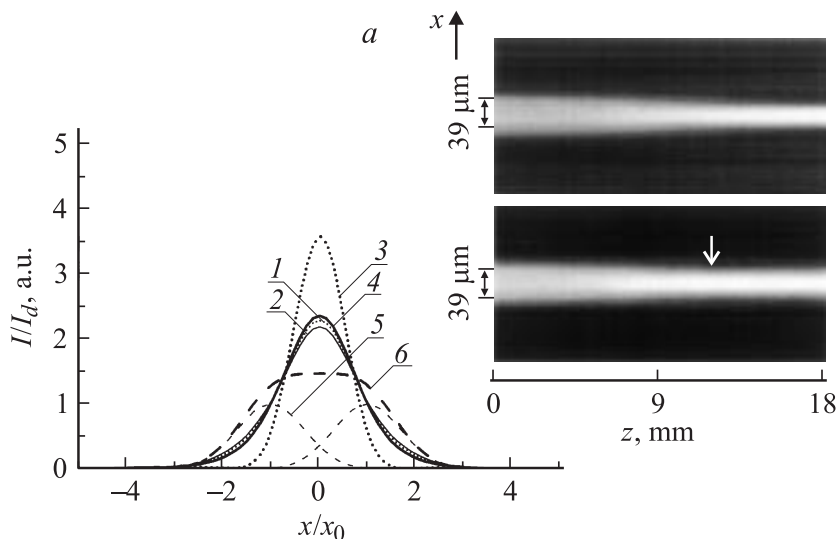


Рис. 1. Взаимодействие гауссовых световых пучков в кристалле ВТО в условиях эксперимента [4]. *a* — разность фаз взаимодействующих пучков равна нулю; слева — распределение интенсивности световых пучков на различных расстояниях z от передней грани кристалла при различных значениях удельного вращения ρ : 1 — $z = 90$ mm, $\rho = 0$; 2 — $z = 9$ mm, $\rho = 6.3^\circ/\text{mm}$; 3 — $z = 18$ mm, $\rho = 0$; 4 — $z = 18$ mm, $\rho = 6.3^\circ/\text{mm}$; 5 — $z = 0$, входные отдельные пучки; 6 — $z = 0$, распределение интенсивности входных световых пучков при их когерентном наложении; справа сверху — распределение интенсивности взаимодействующих световых пучков без учета оптической активности ($\rho = 0$); справа внизу — распределение интенсивности взаимодействующих световых пучков с учетом оптической активности ($\rho = 6.3^\circ/\text{mm}$). *b* — разность фаз взаимодействующих пучков равна π ; слева — распределение интенсивности световых пучков на различных расстояниях z от передней грани кристалла при различных значениях удельного вращения ρ : 1 — $z = 9$ mm, $\rho = 0$; 2 — $z = 9$ mm, $\rho = 6.3^\circ/\text{mm}$; 3 — $z = 18$ mm, $\rho = 0$; 4 — $z = 18$ mm, $\rho = 6.3^\circ/\text{mm}$; 5 — $z = 0$, входные отдельные пучки; справа сверху — распределение интенсивности взаимодействующих световых пучков без учета оптической активности ($\rho = 0$); справа внизу — распределение интенсивности взаимодействующих световых пучков с учетом оптической активности ($\rho = 6.3^\circ/\text{mm}$).

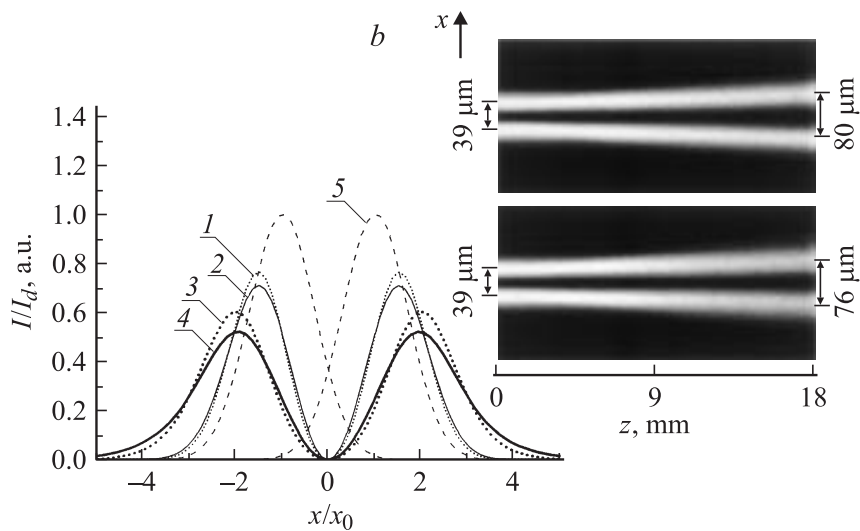


Рис. 1 (продолжение).

самофокусировка пучков, препятствующая их расплыванию, поэтому процесс взаимного „отталкивания“ пучков ослабляется. Влияние оптической активности приводит к ослаблению самофокусировки в результате вращения плоскости поляризации световых пучков, поскольку исходная поляризация световых пучков была выбрана оптимальной. Поэтому максимумы кривых 1 и 3 на рис. 1, b расположены выше, чем максимумы кривых 2 и 4. Соответственно „отталкивающиеся“ пучки на тоновом рисунке справа снизу (с учетом оптической активности) более размыты, чем на аналогичном рисунке справа сверху (без учета оптической активности). Отметим, кроме того, что при учете оптической активности взаимное „отталкивание“ световых пучков слегка уменьшается — максимумы интенсивности расположены на меньших расстояниях (кривые 2 и 4), чем в случае пренебрежения оптической активностью (кривые 1 и 3).

Рассмотренные выше геометрия взаимодействия, параметры световых пучков и расстояние между ними, хотя и соответствуют эксперименту [4], однако не являются оптимальными с точки зрения как наглядности физической интерпретации взаимодействия, так и эффективности процесса самофокусировки. Действительно, при взаимодействии пучков

мы не можем наблюдать явно процесса их объединения, так как они „объединены“ уже на входе в кристалл (см. тоновые рисунки на рис. 1, *a*) за счет малого расстояния между ними. Кроме того, выбранная толщина кристалла не позволяет исследовать периодический характер пространственных пульсаций (фокусировки и дефокусировки) объединенного пучка в случае „притяжения“ пучков (рис. 1, *a*), так как рассмотренные участки кристалла включают либо только один максимум интенсивности объединенного пучка (отмечен стрелкой на нижнем тоновом рисунке), либо максимум интенсивности еще не достигается (верхний тоновый рисунок).

Ранее в [14] было показано, что процесс самофокусировки может быть оптимизирован выбором направления внешнего электрического поля ($\theta = 35.3^\circ$) и линейной поляризации световых пучков вдоль оси x . Для создания более наглядного представления о картине квазисолитонного взаимодействия рассмотрим два параллельно распространяющихся в кристалле ВТО световых пучка с полушириной $x_0 = 15 \mu\text{m}$ и расстоянием между ними $40 \mu\text{m}$. Все остальные характеристики пучков, кристалла, а также внешнего электрического поля, кроме его величины, остаются прежними.

Так как форма гауссова пучка отличается от формы истинного солитонного пучка, то мы можем говорить только о солитоноподобном распространении пучка, даже без принятия во внимание оптической активности. Из кривой существования для солитонного пучка с полушириной $x_0 = 15 \mu\text{m}$ [6] мы имеем величину внешнего электрического поля $E_0 \cong 15.2 \text{ kV/cm}$, но для гауссова пучка мы взяли $E_0 \cong 14 \text{ kV/cm}$. Для этой величины поля интенсивность отдельного гауссова пучка вдоль оси z остается почти постоянной.

Рассмотрим физическое объяснение периодических (в пространстве) пульсаций световой интенсивности объединенного светового пучка при взаимодействии двух гауссовых пучков в кристалле большой толщины (рис. 2). Когда разность фаз Δ между входными пучками отсутствует ($\Delta = 0$), когерентное взаимодействие приводит к образованию одного пучка с большим значением максимальной интенсивности ($I_{\text{max}}/I_d = 2$). Это смещает общий пучок на кривой существования [6] и приводит к уменьшению ширины солитоноподобного пучка. Для этого пучка внешнее электрическое поле является недостаточным, чтобы компенсировать дифракционную расходимость, и пучок начинает расплываться. После прохождения некоторого расстояния ширина пучка увеличивается,

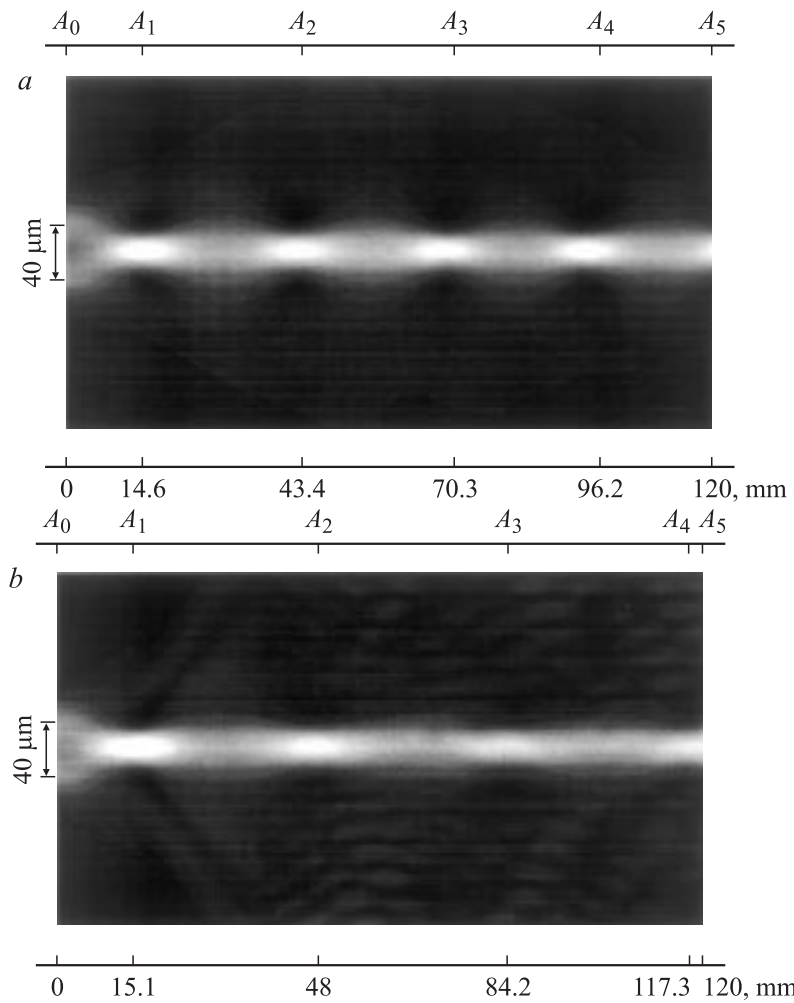


Рис. 2. Взаимодействие гауссовых световых пучков в кристалле ВТО большой толщины в режиме квазисолитонного распространения в случае, когда разность фаз взаимодействующих пучков равна нулю. *a* — $\rho = 0$, максимальная интенсивность в различных точках: A_1 — $I = 3.3$; A_2 — $I = 3$; A_3 — $I = 3$; A_4 — $I = 3$, A_5 — $I = 2.5$; *b* — $\rho = 6.3^\circ/\text{mm}$, максимальная интенсивность в различных точках: A_1 — $I = 3$; A_2 — $I = 2.3$; A_3 — $I = 2$, A_4 — $I = 2$.

значение внешнего электрического поля опять становится достаточным, чтобы создать самофокусирующийся пучок, и описанный процесс повторяется (рис. 2, *a*).

Теоретические вычисления показывают, что если принимать во внимание оптическую активность фоторефрактивного кристалла, то расстояния между максимумами интенсивности объединенного пучка возрастают, а значения интенсивности в этих максимумах уменьшаются (рис. 2, *b*).

Чтобы создать солитоноподобный режим для гауссова пучка, распространяющегося в фоторефрактивном кристалле ВТО, обладающем оптической активностью, необходимо внешнее электрическое поле, равное 19 кВ/см.

Таким образом, количественно и качественно оценено влияние оптической активности на взаимодействие световых пучков в кубических фоторефрактивных кристаллах.

Данная работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования Беларуси (ГПОФИ „Когерентность“) и Немецкого исследовательского общества (DFG, грант GZ: 436 WER 17/10/03).

Список литературы

- [1] Swartzlander G.A., Jr. // Opt. Lett. 1992. V. 17. P. 493–495.
- [2] Akhmediev N., Ankiewicz A. // Opt. Commun. 1993. V. 100. P. 183–189.
- [3] Sing S.R., Christodoulides D.N. // Opt. Commun. 1995. V. 118. P. 569–576.
- [4] Garsia-Quirino G.S., Iturbe-Castillo M.D., Vysloukh V.A., Sanchez-Mondragon J.J., Stepanov S.I. // Opt. Lett. 1997. V. 22. P. 154–156.
- [5] Shin M., Segev M. // Opt. Lett. 1996. V. 21. P. 1538–1540.
- [6] Meng H., Salamo G., Shin M., Segev M. // Opt. Lett. 1997. V. 22. P. 448–450.
- [7] Mamaev A.V., Saffman M., Zozulya A.A. // J. Opt. Soc. Am. B. 1998. V. 15. P. 2079–2082.
- [8] Krolkowski W., Denz C., Stepken A., Saffman M., Luther-Davies B. // Quantum Semiclass. Opt. 1998. V. 10. P. 823–836.
- [9] Sing S.R., Christodoulides D.N. // J. Opt. Soc. Am. B. 1996. V. 13. P. 719–724.
- [10] Krolkowski W., Akhmediev N., Andersen R.D., Luther-Davies B. // Opt. Commun. 1996. V. 132. P. 179–189.
- [11] Fazio E., Babin V., Bertolotti M., Vlad V. // Phys. Rev. E. 2002. V. 66. P. 016605-1–016605-12.

- [12] *Fazio E., Ramadan W., Bertolotti M., Petris A., Vlad V.* // Phys. Rev. E. 2003. V. 67. P. 026611-1–026611-8.
- [13] *Fazio E., Ramadan W., Belardini A., Bosco A., Bertolotti M., Petris A., Vlad V.* // J. Opt. A: Pure Appl. Opt. 2002. V. 5. P. S119–S123.
- [14] *Шепелевич В.В., Коваршик Р., Кислинг А., Матусевич В., Голуб А.А.* // Квантовая электроника. 2003. Т. 33. С. 446–450.
- [15] *Петров М.П., Степанов С.И., Хоменко А.В.* Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике. СПб.: Наука, 1992. 320 с.
- [16] *Christodoulides D.N., Carvalho M.I.* // J. Opt. Soc. Am. B. 1995. V. 12. P. 1628–1633.