

УДК 535.42

**ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ДВУМЕРНЫХ ОРТОГОНАЛЬНО ПОЛЯРИЗОВАННЫХ
КВАДРАТНЫХ СУПЕРГАУССОВЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ
В ФОТОРЕФРАКТИВНОМ КРИСТАЛЛЕ КЛАССА СИММЕТРИИ 4mm**

В.В. ДАВЫДОВСКАЯ,

д-р физ.-мат. наук, проф. В.В. ШЕПЕЛЕВИЧ

(Мозырский государственный педагогический университет им. И.П. Шамякина)

Теоретически исследовано распространение и взаимодействие ортогонально поляризованных двумерных супергауссовых световых пучков в фоторефрактивном кристалле ниобат бария-стронция (SBN), когда к кристаллу в направлении оптической оси приложено внешнее электрическое поле. Рассмотрены случаи параллельного и перпендикулярного расположения входных пучков относительно направления вектора напряженности внешнего электрического поля. Показано, что с помощью вспомогательного светового пучка, поляризованного ортогонально основному пучку, можно эффективно осуществлять адресную локализацию основного пучка, распространяющегося в квазисолитонном режиме. Найдены оптимальные значения толщины кристалла для максимизации отклонения основного светового пучка.

Введение. Исследование взаимодействия световых пучков в фоторефрактивных кристаллах представляет интерес в связи с перспективами создания на базе таких сред устройств оптического переключения световых пучков. В последнее время исследования по взаимодействию световых пучков в фоторефрактивных кристаллах отражены в большом числе публикаций. В ряде работ (например, [1 – 3]) рассмотрено когерентное и некогерентное взаимодействие двумерных гауссовых световых пучков, поляризованных в одной плоскости в фоторефрактивном кристалле SBN. Показано, что взаимодействие между пучками может приводить как к притяжению и полному объединению пучков, так и к отталкиванию пучков [1 – 3]. В [4] выполнено сравнение результатов эксперимента по взаимодействию квадратных и прямоугольных двумерных световых пучков в кристалле SBN, поляризованных параллельно оптической оси кристалла, с теоретическими результатами. Исследование взаимодействия ортогонально поляризованных одномерных гауссовых световых пучков в фоторефрактивном кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ представлено в [5, 6]. В [7 – 8] приведена теория, описывающая распространение ортогонально поляризованных солитонных световых пучков в фоторефрактивных кристаллах. Выполнено численное моделирование взаимодействия одномерных солитонов в кристалле SBN.

В перечисленных работах, как и в большинстве статей по изучению взаимодействия световых пучков в кристалле SBN, в выражении для потенциала внутреннего электрического поля учитывается только дрейфовая составляющая, а диффузионной пренебрегают, однако учет диффузионной составляющей может привести к существенным изменениям в полученных результатах. Кроме того, в цитируемых работах [1 – 3] рассматриваются только пучки с гауссовым распределением интенсивности, хотя не меньший интерес представляют исследования взаимодействия пучков с профилями, близкими к прямоугольному. Это обусловлено тем, что при подготовке световых пучков часто используются пространственные световые модуляторы, с помощью которых можно создавать пучки различных профилей, отличающихся от гауссова, в том числе пучки, близкие к прямоугольным. Такие пучки имеют больший запас световой энергии, чем гауссовы, и требуют меньших электрических полей для фокусировки [9].

В данной статье мы представляем результаты теоретического изучения взаимодействия двумерных ортогонально поляризованных квадратных супергауссовых пучков в кристалле SBN с учетом диффузионного и дрейфового механизмов фоторефракции.

Теория. Для описания распространения и взаимодействия световых пучков в кристалле SBN использовалась система уравнений, полученная в параксиальном приближении на базе уравнений Максвелла и основных уравнений фоторефрактивного эффекта [10]:

$$\begin{cases} i \frac{\partial \vec{A}_1}{\partial z} + \frac{1}{2k_0 n_o} \left(\frac{\partial^2 \vec{A}_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vec{A}_1}{\partial y^2} \right) - \frac{k_0 n_o^3}{2} \vec{A}_1 \text{r} \vec{E} = 0, \\ i \frac{\partial \vec{A}_2}{\partial z} + \frac{1}{2k_0 n_e} \left(\frac{\partial^2 \vec{A}_2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vec{A}_2}{\partial y^2} \right) - \frac{k_0 n_e^3}{2} \vec{A}_2 \text{r} \vec{E} = 0, \end{cases} \quad (1)$$

где $\vec{A}_1 = \vec{A}_1(x, y, z)$ – комплексная векторная огибающая электрического поля первого светового пучка, который линейно поляризован перпендикулярно вектору напряженности внешнего электрического поля \vec{E}_0 , приложенного к кристаллу, (обыкновенная волна); $\vec{A}_2 = \vec{A}_2(x, y, z)$ – комплексная векторная огибающая

электрического поля второго светового пучка, линейно поляризованного параллельно вектору напряженности внешнего электрического поля (необыкновенная волна); k_0 – длина волнового вектора в вакууме; n_o – показатель преломления обыкновенной волны, n_e – показатель преломления необыкновенной волны.

$$\vec{E} = -\nabla\varphi + \vec{E}_0, \tag{2}$$

где φ – переопределенный электрический потенциал, связанный с потенциалом поля пространственного заряда ϕ соотношением

$$\varphi = \phi + E_0 x, \tag{3}$$

определяется из уравнения

$$\nabla^2\varphi + \nabla \ln(1+I) \cdot \nabla\varphi - \frac{K_B T}{q} \left[\nabla^2 \ln(1+I) + (\nabla \ln(1+I))^2 \right] = E_0 \frac{\partial}{\partial x} \ln(1+I); \tag{4}$$

$I = \frac{\frac{n_o}{2\eta_0}|A_1|^2 + \frac{n_e}{2\eta_0}|A_2|^2}{I_d}$ – относительная интенсивность светового пучка; I_d – темновая интенсивность кристалла, включающая фоновую засветку; K_B – постоянная Больцмана; T – абсолютная температура; q – элементарный заряд; \vec{E}_0 – внешнее электрическое поле, приложенное к кристаллу в направлении оси ox параллельно оптической оси кристалла; E_0 – проекция вектора \vec{E}_0 на ось ox ; \vec{E} – поле пространственного заряда, создаваемого световым пучком.

Система векторных уравнений (1) может быть записана в виде эквивалентной системы скалярных дифференциальных уравнений в частных производных:

$$\begin{cases} i \frac{\partial A_1}{\partial z} + \frac{1}{2k_0 n_e} \left(\frac{\partial^2 A_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_1}{\partial y^2} \right) - \frac{k_0 n_o^3}{2} \left(A_1 r_{13} \left(E_0 - \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right) \right) = 0, \\ i \frac{\partial A_2}{\partial z} + \frac{1}{2k_0 n_o} \left(\frac{\partial^2 A_2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_2}{\partial y^2} \right) - \frac{k_0 n_e^3}{2} \left(A_2 r_{33} \left(E_0 - \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right) \right) = 0. \end{cases} \tag{5}$$

Численное моделирование взаимодействия двумерных световых пучков с супергауссовым распределением интенсивности в фоторефрактивном кристалле SBN. Для моделирования взаимодействия двумерных световых пучков в кристалле SBN мы использовали следующие параметры: $n_o = 2,36$; $n_e = 2,33$;

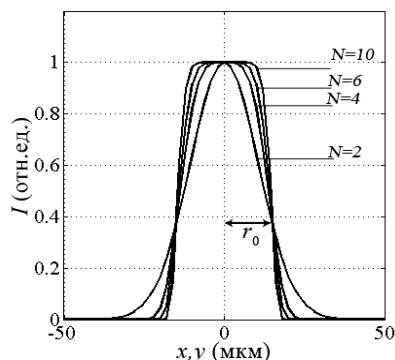


Рис. 1. Профили супергауссовых пучков различных порядков

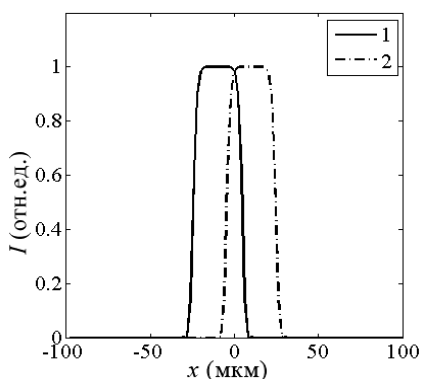
$\lambda = 0,5145$ мкм; $r_{13} = 47$ пм/В; $r_{33} = 235$ пм/В [9]; внешнее электрическое поле $E_0 = 0,8$ кВ/см; длина кристалла 30 мм; характерный размер входных пучков – 15 мкм; расстояние между центрами пучков $\Delta = 20$ мкм. Оптическая ось кристалла направлена вдоль оси ox .

Относительная интенсивность квадратного супергауссова пучка I в перетяжке описывается выражением [11]:

$$I = \frac{I_0}{I_d} \exp \left[\frac{-x^N + y^N}{r_0^N} \right], \tag{6}$$

где r_0 – радиус пучка; N – порядок супергауссова пучка.

В дальнейших расчетах принимаем $I_0 = I_d$, то есть максимальное значение интенсивности световых пучков (6) различных порядков равно 1 (рис. 1).



Рассмотрим сначала взаимодействие квадратных супергауссовых ортогонально поляризованных световых пучков (рис. 2), расположенных вдоль направления вектора напряженности внешнего электрического поля \vec{E}_0 ($\Delta = 20$ мкм). Пучок 1 поляризован перпендикулярно вектору \vec{E}_0 (обыкновенная волна); пучок 2 поляризован параллельно этому вектору (необыкновенная волна).

Рис. 2. Профили квадратных супергауссовых пучков 10-го порядка на входе в кристалл

Рисунок 3 иллюстрирует особенности взаимодействия супергауссовых световых пучков с рассматриваемой геометрией их расположения. Точка А на рисунках 3, а – г показывает начальное положение центра пучка 1 на входе в кристалл, точка В – начальное положение центра пучка 2. Горизонтальная пунктирная линия (рис. 3, а – в) и пересекающиеся сплошные линии (рис. 3, б – г) проведены для удобства сравнения положений пучков на входе и выходе из кристалла.

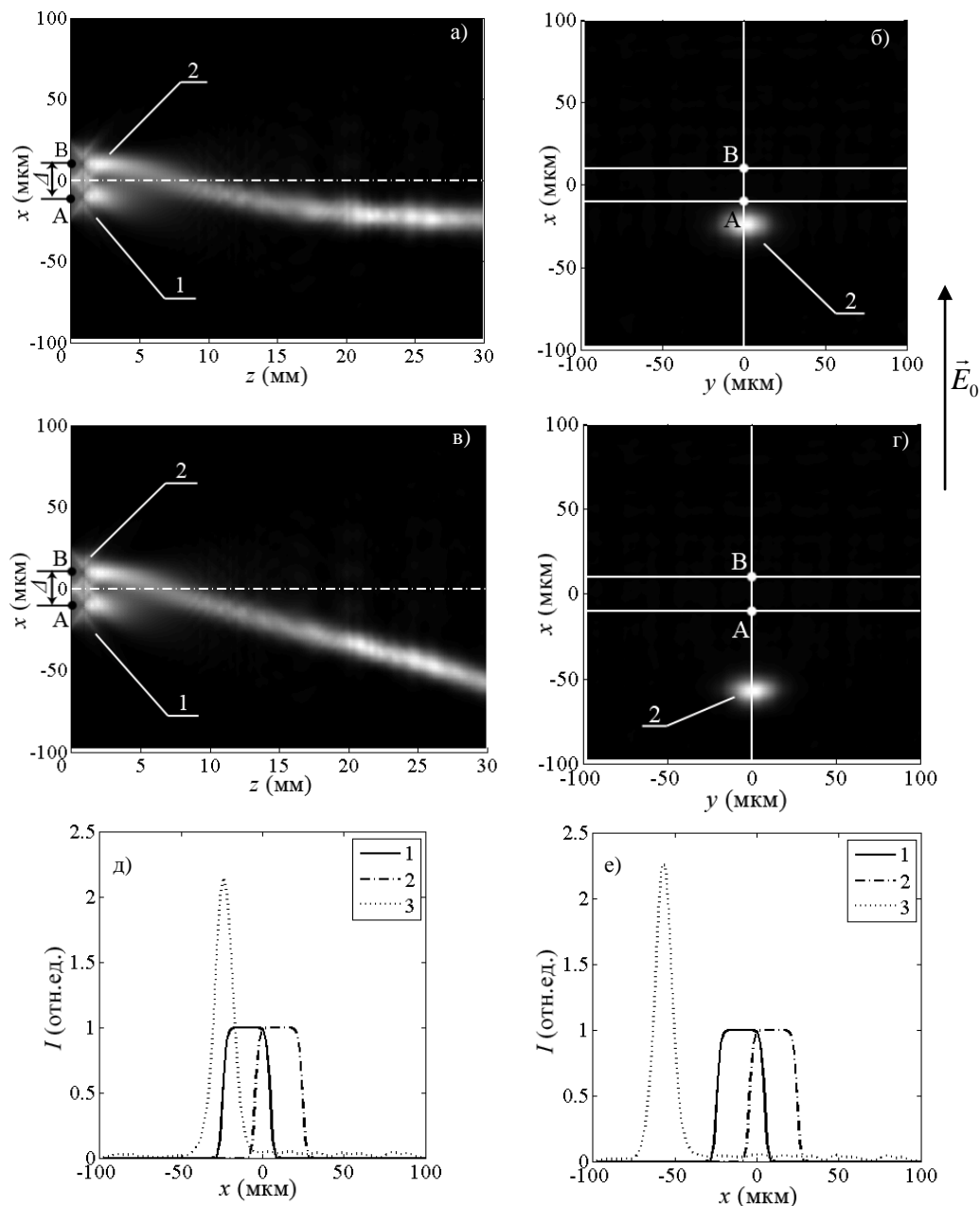


Рис. 3. Взаимодействие ортогонально поляризованных супергауссовых световых пучков, расположенных параллельно вектору внешнего электрического поля, с расстояниями между центрами пучков $\Delta = 20$ мкм: а – распределение светового поля по толщине кристалла без учета диффузии; б – положение квазисолитонного пучка 2 на выходе из кристалла без учета диффузии; в – распределение светового поля по толщине кристалла с учетом диффузии; г – положение квазисолитонного пучка 2 на выходе из кристалла с учетом диффузии; д – сечение пучков плоскостью, параллельной плоскости XOZ и проходящей через точку, в которой достигается максимум интенсивности без учета диффузии; е – сечение пучков плоскостью, параллельной плоскости XOZ и проходящей через точку, в которой достигается максимум интенсивности с учетом диффузии

Примечание. Рисунки д, е: 1, 2 – сечение супергауссовых пучков на входе в кристалл; 3 – сечение пучка на выходе из кристалла.

Из рисунка 3 следует, что в результате притяжения взаимодействующих пучков квазисолитонный пучок 2 отклоняется и на выходе из кристалла принимает положение, близкое к исходному положению пучка 1 (рис. 3, б), который на выходе сильно рассеивается, но при этом играет роль управляющего пучка. Отметим, что при отсутствии пучка 1 и без учета диффузии отклонение пучка 2 не наблюдается. Пучок 2 на выходе из кристалла имеет эллиптическую форму, он вытянут вдоль оси oy (см. рис. 3, б).

Если в уравнении для потенциала учесть слагаемые, отвечающие за эффект диффузии электронов в кристалле, то можно наблюдать дополнительный сдвиг пучка вдоль оси ox (самоотклонение) в направлении, противоположном направлению вектора напряженности внешнего электрического поля. Из рисунка 3, б и 3, г видно, что с учетом механизма диффузии отклонение квазисолитонного пучка 2 возрастает более чем в 2 раза, т.е. пренебрежение диффузией является недопустимым.

Рассмотрим взаимодействие супергауссовых световых пучков, расположенных перпендикулярно направлению вектора напряженности внешнего электрического поля (рис. 4).

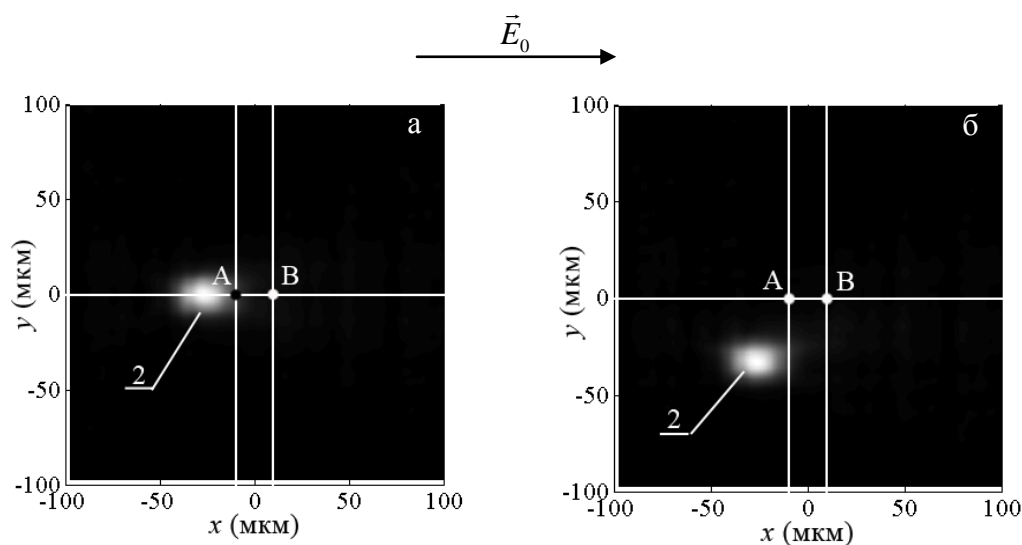


Рис. 4. Взаимодействие супергауссовых световых пучков, расположенных перпендикулярно вектору внешнего электрического поля, с расстояниями между центрами пучков $\Delta = 20$ мкм:
 а – положение квазисолитонного пучка 2 на выходе из кристалла без учета диффузии;
 б – положение квазисолитонного пучка 2 на выходе из кристалла с учетом диффузии

Аналогичные исследования были проведены и для гауссовых световых пучков. Можно отметить, что гауссовы и супергауссовы пучки при вышеописанных параметрах ведут себя схожим образом, но присутствуют и некоторые различия в их поведении. Например, при рассмотрении взаимодействия гауссовых световых пучков без учета диффузии при выбранных параметрах оптимальным значением длины кристалла является $z = 15$ мм, так как при значениях z , больших, чем 15 мм, отклонение пучка 2 в сторону пучка 1 практически прекращается. Для супергауссовых пучков (см. рис. 3, а, в) оптимальное значение $z = 25$ мм. Можно отметить, что супергауссов световой пучок 2 смещается сильнее под действием пучка 1, чем гауссов пучок.

Заключение

В работе исследованы особенности взаимодействия ортогонально поляризованных световых пучков с супергауссовым распределением интенсивности в фоторефрактивном кристалле SBN, помещенном во внешнее электрическое поле.

Показано, что при взаимодействии световых пучков с ортогональными поляризациями один из пучков сохраняет квазисолитонный характер распространения и испытывает отклонение под воздействием другого пучка, который сильно рассеивается, но играет роль управляющего пучка.

Установлено, что учет диффузионного слагаемого в уравнении для потенциала приводит к дополнительному сдвигу световых пучков вдоль оси x , направленному противоположно направлению внешнего электрического поля.

Найдены оптимальные значения толщины кристалла для максимального отклонения квазисолитонного пучка.

Полученные результаты могут быть использованы для управляемой самофокусировки световых пучков и представляют интерес для создания оптических устройств адресного переключения позиции

световых пучков. Результаты работы могут также стимулировать экспериментальные исследования по изучению взаимодействия световых пучков произвольных профилей, отличных от гауссового, в фото-рефрактивных кристаллах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Interaction of incoherent solitons in photorefractive medium / W. Krolikowski [et. al] // Appl. Phys. B. – 1999. – Vol. 68. – P. 975 – 982.
2. Stepken, A. Anisotropic interaction of three-dimensional spatial screening solitons / A. Stepken, F. Kaiser, M. Belic // J. Opt. Soc. Am. B. – 2000. – Vol. 17. – P. 68 – 77.
3. Krolikowski, W. Photorefractive solitons / W. Krolikowski, B. Luther-Davies, C. Denz // Quantum Electron. – 2003. – Vol. 39. – P. 3 – 12.
4. Interaction of Two-Dimensional Rectangular Light Beams in a Photorefractive SBN Crystal / D. Khmel'nitsky [et. al] // Ferroelectrics. – 2009. – Vol. 390. – P. 18 – 28.
5. Взаимодействие экранирующих солитонов в кубических оптически активных фоторефрактивных кристаллах / В.В. Шепелевич [и др.] // Квантовая электроника. – 2005. – Т. 35. – С. 352 – 357.
6. Incoherent interaction of Gaussian beams in photorefractive optically active crystals / V.V. Shepelevich [et. al] // Appl. Phys. B. – 2008. – Vol. 90. – P. 149 – 153.
7. Vector photorefractive spatial solitons / M. Segev [et. al] // Opt. Lett. – 1995. – Vol. 17. – P. 64 – 66.
8. Singh, S.R. Vector interactions of steady-state planar solitons in biased photorefractive media / S.R. Singh, M.I. Carvalho, D.N. Christodoulides // Opt. Lett. – 1995. – Vol. 21. – P. 77 – 79.
9. Yajun, L. Flat-topped light beams with non-circular cross-sections / L. Yajun // Journal of modern optics. – 2003. – Vol. 50. – P. 57 – 66.
10. Holographic storage in electrooptic crystals: 1. Steady state / N.V. Kukhtarev [et. al] // Ferroelectrics. – 1979. – Vol. 22. – P. 949 – 960.
11. Henderson, B.G. Laser beam shaping with membrane deformable mirrors / B.G. Henderson, J.D. Mansell // Proc. of the SPIE. – 2008. – Vol. 7093. – P. 0I – 0I-10.

Поступила 15.03.2010

INTERACTION OF TWO-DIMENSIONAL ORTHOGONALLY POLARIZED SQUARE SUPER-GAUSSIAN LIGHT BEAMS IN PHOTOREFRACTIVE CRYSTAL OF 4mm SYMMETRY

V. DAVYDOVSKAYA, V. SHEPELEVICH

We present the results of the theoretical investigations of the incoherent interaction of orthogonally polarized light beams with a two-dimensional square Super-Gaussian distribution of intensity in the SBN crystal taking into account both the drift and diffusion contributions simultaneously in frame of approach.

The cases when the input beams a perpendicular oriented to an external electric field and the same beams arranged parallel to the external electric field a considered.

Upon the interaction between orthogonally polarized two-dimensional square Super-Gaussian light beams, one of them is deflected under the action of another.

The received results are promising for the realization of optical address positioning of light beams.