

УДК 535.42

А.А. Голуб

*канд. физ.-мат. наук, доц. каф. теоретической физики и прикладной информатики
Мозырского государственного педагогического университета имени И.П. Шамякина*

**ВЛИЯНИЕ ВНЕШНЕГО ПЕРЕМЕННОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ
НА ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ГАУССОВЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ
В ФОТОРЕФРАКТИВНОМ ОПТИЧЕСКИ АКТИВНОМ КРИСТАЛЛЕ**
e-mail: agolub@tut.by

Исследовано когерентное взаимодействие (1+1)D световых пучков в фоторефрактивном кристалле $Bi_{12}TiO_{20}$, помещенном во внешнее знакопеременное электрическое поле. Показано, что отклонение световых пучков на выходе из кристалла зависит от выбора направления их линейной поляризации на входе в кристалл. Указана возможность использования эффектов отклонения световых пучков и перераспределения их интенсивности в оптических логических устройствах.

Введение

В работе представлены результаты численного моделирования взаимодействия двух гауссовых (1+1)D световых пучков, распространяющихся в фоторефрактивном оптически активном кристалле $Bi_{12}TiO_{20}$ в зависимости от направления их линейной поляризации на входе в кристалл. Использование таких кристаллов удобно из-за их сильного электрооптического отклика. Внешнее знакопеременное электрическое поле, приложенное к боковым граням таких кристаллов, позволяет создать градиент показателя преломления, что приводит к отклонению световых пучков, распространяющихся внутри кристалла.

Во многих работах, например, в [1–3], рассматривалось взаимодействие световых пучков в фоторефрактивных кристаллах, помещенных в постоянное электрическое поле. Влияние внешнего переменного электрического поля на взаимодействие световых пучков подробно не рассматривалось, так как оно обладает слабым фокусирующим эффектом и приводит к значительному отклонению световых пучков. Несколько частных случаев было рассмотрено в работе [4].

Теоретическая модель

При расчетах использовалась теоретическая модель, предложенная в [4]. Световые пучки с гауссовым распределением интенсивности вдоль оси OX падают на кристалл среза $(\bar{1}\bar{1}0)$ так, чтобы плоскость их перетяжки совпадала с входной гранью кристалла, и распространяются внутри него вдоль оси OZ (рисунок 1).

К кристаллу под углом θ , отсчитываемым от кристаллографического направления $[1\bar{1}0]$, приложено знакопеременное электрическое поле меандровой формы [5]:

$$E_x = -\frac{L_E E_0}{I_d + I} \frac{dI}{dx}, \quad (1)$$

где $L_E = \mu\tau_R E_0$ – дрейфовая длина, μ – подвижность, τ_R – время рекомбинации носителей заряда, I – интенсивность света внутри кристалла, I_d – «темновая» интенсивность, включающая также интенсивность подсветки, E_0 – напряженность внешнего знакопеременного электрического поля.

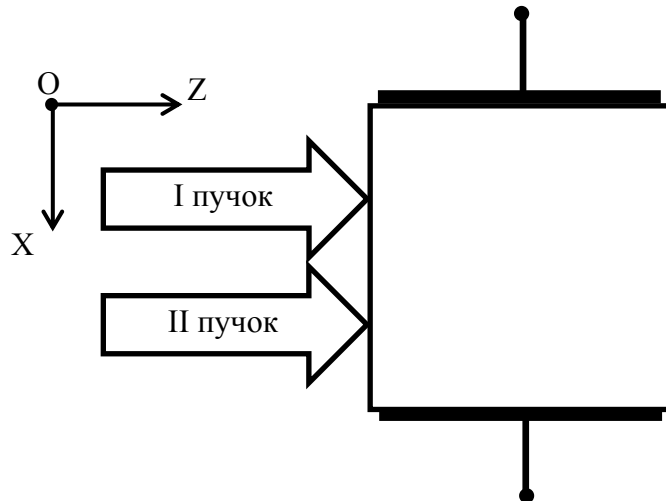


Рисунок 1. – Взаимное расположение световых пучков и фоторефрактивного кристалла

Комплексную интенсивность амплитуды светового поля $A(x, z)$ можно описать следующим уравнением:

$$i \frac{\partial \vec{A}}{\partial z} = \frac{1}{2k_0 n_0} \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial x^2} + k_0 \delta n A. \quad (2)$$

Здесь: $k_0 = 2\pi / \lambda$ – волновое число для вакуума; λ – длина световой волны; n_0 – показатель преломления невозмущенной среды; $\delta n = -r_{\text{eff}} n_0^3 E_x / 2$ – нелинейная добавка к показателю преломления; r_{eff} – эффективная электрооптическая постоянная.

Решение уравнения (2) с учетом оптической активности фоторефрактивных кристаллов в аналитическом виде на данный момент не найдено, поэтому представленные в статье результаты получены численным моделированием с использованием схемы Дугласа.

Результаты численного моделирования

Для моделирования использовались следующие параметры кристалла: $n_0 = 2,58$, $r_{\text{eff}} = 5$ пм/В, $\mu\tau_R = 2 \cdot 10^{-12}$ м²/В, величина оптической активности $\rho = 6$ °/мм, длина кристалла принималась равной $z = 20$ мм, ориентационный угол $\theta = 90^\circ$.

Распределение интенсивности световых пучков на входе в кристалл (рисунок 2) задавалось следующим выражением:

$$I(x) = I_0 (\exp(-(x - x_a)^2 / x_b^2) + \exp(-(x + 2x_a)^2 / x_0^2)), \quad (3)$$

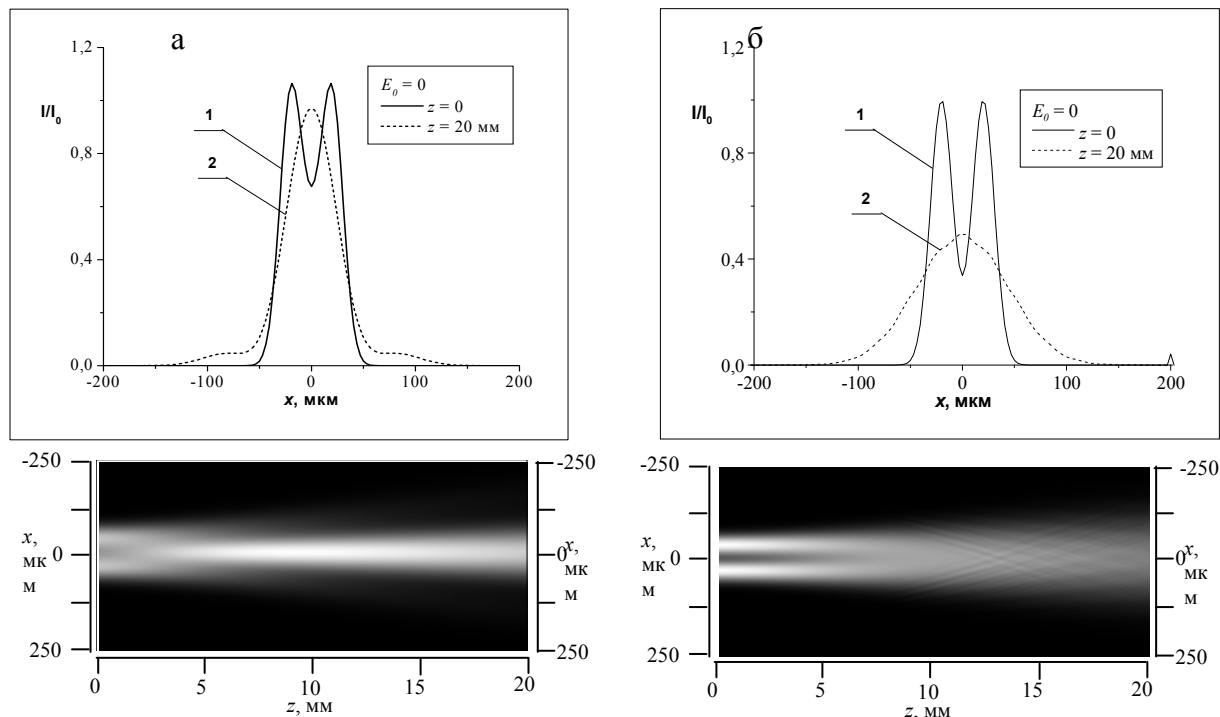
где $x_0 = 15$ мкм – радиус перетяжки световых пучков.

Расстояние между центрами световых пучков принималось равным $2x_a$ (40 мкм), длина волны $\lambda = 0,6328$ мкм.

В отсутствие внешнего электрического поля световые пучки испытывают естественную дифракционную расходимость, и в результате взаимодействия их друг с другом формируется общий световой пучок (рисунок 2).

На рисунке 2а представлен результат взаимодействия световых пучков, имеющих на входе одинаковую линейную поляризацию, так как пучки когерентны, то интенсивность результирующего светового пучка определяется выражением $I = (A_1 + A_2)^2$.

Этот пучок достигает максимума интенсивности примерно в середине кристалла, а затем постепенно дифрагирует и на выходе имеет относительную интенсивность $I/I_0 = 0,95$.



а – направления линейной поляризации световых пучков параллельны друг другу;
б – направления линейной поляризации световых пучков ортогональны друг другу.
 1 – распределение интенсивности светового поля на входе в кристалл;
 2 – распределение интенсивности светового поля на выходе из кристалла.

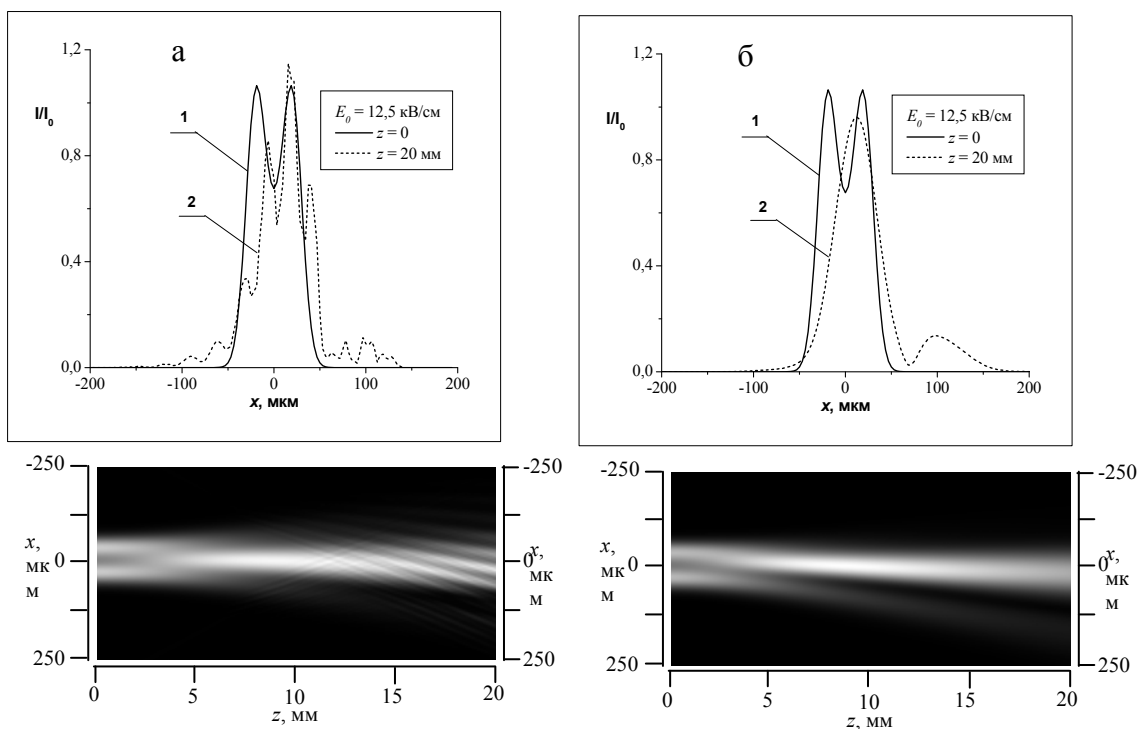
Рисунок 2. – Распределение интенсивности световых пучков, распространяющихся в фоторефрактивном оптически активном кристалле для случая, когда напряженность внешнего знакопеременного электрического поля $E_0 = 0$

Если на входе в кристалл линейная поляризация световых пучков ортогональна друг другу, то результирующая интенсивность на входе в кристалл описывается выражением $I = A_1^2 + A_2^2$. Объединение световых пучков происходит без пика интенсивности, а результирующий пучок до середины кристалла имеет два ярко выраженных пика в распределении интенсивности и рассеивается значительно сильнее, а на выходе из кристалла имеет относительную интенсивность $I/I_0 = 0,5$, что почти в 2 раза меньше, чем в случае, представленном на рисунке 2а. Также значительно увеличивается ширина выходного светового пучка.

При моделировании влияния внешнего знакопеременного электрического поля напряженностью $E_0 = 12,5$ кВ/см на взаимодействие световых пучков предполагалось, что они на входе в кристалл имели линейную поляризацию, направление которой было либо параллельно, либо ортогонально направлению вектора напряженности внешнего знакопеременного электрического поля. Как показано в работе [6], при рассматриваемом значении ориентационного угла θ наибольшее отклоняющее влияние внешнее знакопеременное электрическое поле будет оказывать на световой пучок, линейно поляризованный перпендикулярно оси ox (рисунок 3б) и существенно меньшее при ортогональной этому направлению поляризации (рисунок 3а).

В случае, рассмотренном на рисунке 3а, оба световых пучка находятся в не выгодных для наблюдения отклонения и фокусировки условиях, поэтому объединенный световой пучок на выходе из кристалла отклоняется незначительно.

Взаимодействие световых пучков, линейно поляризованных ортогонально оси ОХ (рисунок 3б) из-за сдвигающего действия внешнего электрического поля, не приводит к их полному объединению. Происходит частичная перекачка энергии из нижнего пучка в верхний, а на выходной грани кристалла наблюдается незначительное отклонение верхнего пучка и смещение от первоначального положения примерно на 80 мкм нижнего. За счет перекачки энергии из одного светового пучка в другой интенсивность нижнего светового пучка на выходе из кристалла меньше в 6,5 раз, чем верхнего. Верхний световой пучок достигает наибольшей интенсивности на расстоянии 9 мм от входной грани кристалла, а его максимум смещается в сторону второго пучка вдоль оси ОХ. Дальнейшее распространение светового пучка происходит практически без отклонений.



*а – направления линейной поляризации световых пучков параллельны оси ОХ;
б – направления линейной поляризации световых пучков ортогональны оси ОХ.*

*1 – распределение интенсивности светового поля на входе в кристалл;
2 – распределение интенсивности светового поля на выходе из кристалла.*

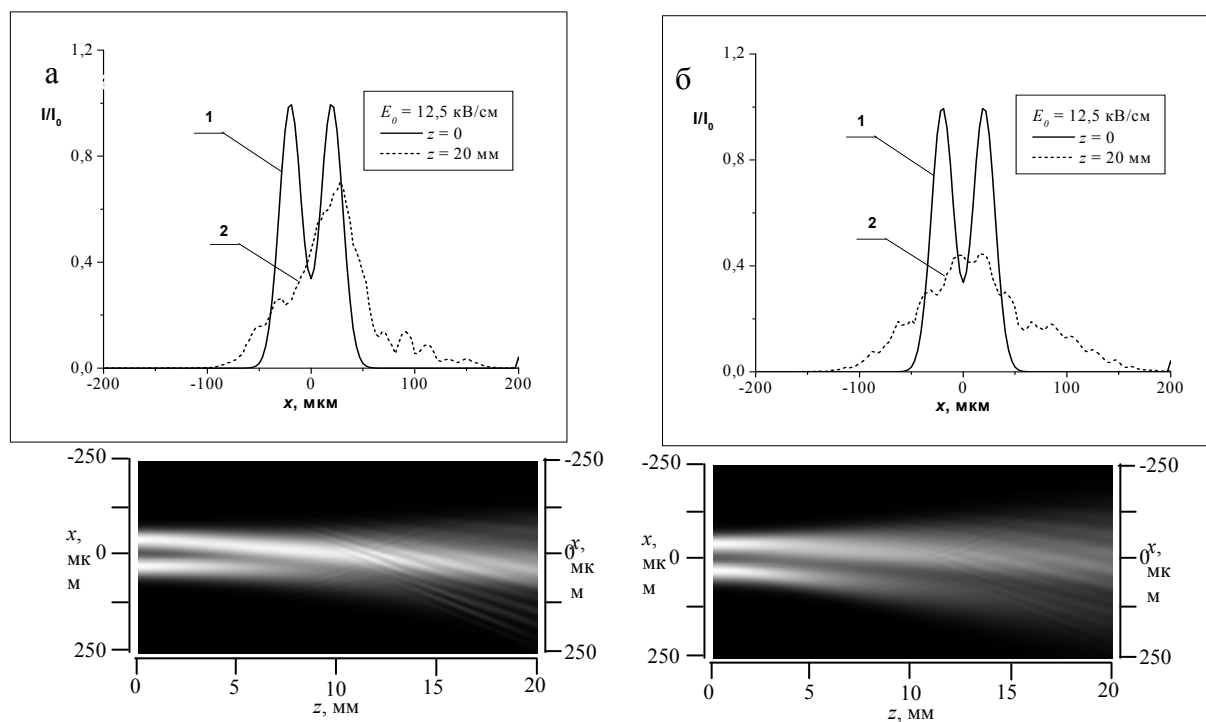
Рисунок 3. – Распределение интенсивности световых пучков, распространяющихся в фоторефрактивном оптически активном кристалле для случая, когда напряженность внешнего знакопеременного электрического поля $E_0 = 12,5$ кВ/см

На рисунке 4 представлены результаты моделирования взаимодействия световых пучков, линейно поляризованных ортогонально друг другу для случая, когда напряженность внешнего знакопеременного электрического поля $E_0 = 12,5$ кВ/см.

Результат взаимодействия зависит от взаимного расположения световых пучков, поляризованных параллельно или ортогонально вектору напряженности внешнего электрического поля, так как под воздействием поля они отклоняются по-разному.

На рисунке 4а верхний световой пучок на входе в кристалл линейно поляризован ортогонально оси OX , а нижний параллельно ей. В этом случае нижний световой пучок рассеивается, а максимум интенсивности верхнего пучка смещается на ≈ 40 мкм.

Если изменить поляризацию световых пучков на 90° (рисунок 4б), то отклонения светового пучка на выходе из кристалла практически не наблюдается.



а – направление линейной поляризации нижнего светового пучка параллельно оси OX , верхнего – ортогонально оси OX ;

б – направление линейной поляризации нижнего светового пучка ортогонально оси OX , верхнего – параллельно оси OX .

1 – распределение интенсивности светового поля на входе в кристалл;

2 – распределение интенсивности светового поля на выходе из кристалла.

Рисунок 4. – Распределение интенсивности световых пучков, распространяющихся в фоторефрактивном оптически активном кристалле для случая, когда напряженность внешнего знакопеременного электрического поля $E_0 = 12,5$ кВ/см

Заключение

Взаимодействие световых пучков в фоторефрактивном оптически активном кристалле, помещенном во внешнее знакопеременное электрическое поле меандровой формы можно использовать для конструирования оптических логических устройств переключения [7–8]. Кроме того, может оказаться полезным эффект усиления одного из пучков за счет перекачки энергии из второго (представлен на рисунке 3б).

Результаты моделирования, описанные выше, позволяют выбрать наиболее оптимальные параметры взаимного расположения и линейной поляризации взаимодействующих световых гауссовых пучков.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Królikowski, W. Photorefractive materials and solitons / W. Królikowski, B. Luther-Davies, Y. Kivshar // Opt. Electron. Rev. – 2001. – № 9. – С. 287–292.
2. Взаимодействие экранирующих солитонов в кубических оптически активных фоторефрактивных кристаллах / В. В. Шепелевич [и др.] // Квантовая электроника. – 2005. – Т. 35, № 4. – С. 351–355.
3. Interaction of Two-Dimensional Rectangular Light Beams in a Photorefractive SBN Crystal / D. Khmel'nitsky [et al.] // Ferroelectrics. – 2009. – Vol. 390, № 1. – P. 18–28.
4. Влияние оптической активности на самоискривление светового пучка в кубических фоторефрактивных кристаллах во внешнем знакопеременном электрическом поле / В. В. Шепелевич [и др.] // Электронные средства и системы управления : материалы науч.-практ. конф., Томск, 6–8 окт. 2004 г. – Томск, 2004. – Ч. 1. – С. 6–9.
5. Самоискривление траектории светового пучка в фоторефрактивных кристаллах во внешнем знакопеременном электрическом поле / М. В. Бородин [и др.] // Изв. вузов. Физика. – 2001. – № 10. – С. 38–42.
6. Влияние оптической активности на самоискривление светового пучка в кубических фоторефрактивных кристаллах во внешнем знакопеременном электрическом поле / О. А. Кашин [и др.] // Изв. вузов. Физика. – 2004. – № 7. – С. 26–32.
7. Blair, S. Spatial soliton angular deflection logic gates / S. Blair, K. Wagner // Appl. Opt. – 1999. – Vol. 38, № 32. – P. 6749–6772.
8. Взаимодействие двумерных ортогонально поляризованных супергауссовых световых пучков в фоторефрактивном кристалле / В. В. Давыдовская [и др.] // Квантовая электроника. – 2010. – Т. 40, № 10. – С. 899–906.
9. A concomitant and complete set of nonvolatile all-optical logic gates based on hybrid spatial solitons / L. L. Colombo [et al.] // Opt. Expr. – 2014. – Vol. 22, № 1. – P. 6934–6947.

Рукапіс паступіў у рэдакцыю 19.04.2017

Golub A.A. The Influence of an External Alternating Electric Field on the Interaction of Gaussian Light Beams in a Photorefractive Optically Active Crystal

The coherent interaction of $(1+1)D$ light beams in a photorefractive $Bi_{12}TiO_{20}$ crystal placed in an external alternating electric field is investigated. It is shown that the bending of light beams at the exit from the crystal depends on the choice of the direction of their linear polarization at the entrance to the crystal. The possibility of using the effects of bending of light beams and redistribution of their intensity in optical logic devices is indicated.