

Темные пространственные оптические солитоны в планарных градиентных волноводах на Z -срезе кристаллов симметрии $3m$

М.Н.Фролова, М.В.Бородин, С.М.Шандаров, В.М.Шандаров, Ю.М.Ларионов

Рассмотрено распространение световых пучков в планарном фоторефрактивном волноводе, созданном высокотемпературной диффузией ионов металлов в подложке Z -среза кристалла симметрии $3m$. Получены волновые уравнения для одномодовых световых пучков ТЕ- и ТМ-поляризации в планарных диффузионных волноводах, учитывающие двумерное распределение оптического поля. Найдены выражения для нелинейной добавки к показателю преломления при преобладающем вкладе фотовольтаического механизма в фоторефрактивный эффект. Численный анализ распространения одномодовых световых пучков проведен для волновода из $\text{LiNbO}_3:\text{Ti:Fe}$, полученного последовательной диффузией титана и железа в ниобат лития. Показано, что при наличии плавных огибающих амплитуды возможно распространение одномодовых световых пучков без значительных изменений распределения в области провала в интенсивности, моделирующего темный солитон. Получены соотношения, связывающие амплитуду и ширину темного пространственного солитона для ТМ-мод фоторефрактивного планарного волновода.

Ключевые слова: фоторефрактивные кристаллы, планарные волноводы, пространственные солитоны.

1. Введение

Самовоздействие световых пучков в фоторефрактивных кристаллах наблюдается при малых интенсивностях и позволяет реализовать режим распространения пучков с сохранением огибающей в виде светлых и темных солитонов [1–5]. Подобные эффекты могут иметь место и в планарных волноводах, сформированных на подложках из фоторефрактивных кристаллов [6–9]. В этом случае оптимизация процессов формирования пространственных солитонов может достигаться управлением фоторефрактивными параметрами среды при изготовлении волноводного слоя диффузионными или эпитаксиальными методами, а также ионной имплантацией.

Привлекательными материалами для реализации волноводных пространственных солитонов являются монокристаллы ниобата лития (LiNbO_3) и танталата лития (LiTaO_3), принадлежащие к тригональному классу симметрии $3m$. Процессы создания волноводных слоев в этих кристаллах хорошо отработаны [10, 11], а легирование примесями Fe, Cu, Mg и др. позволяет варьировать фоторефрактивные свойства подложки и волновода в широких пределах [12, 13]. Формирование темных пространственных солитонов в таких волноводах открывает возможность индуцирования канальных волнопроводов для излучения с другими длинами волн, т. е. позволяет осуществлять оптическое управление световыми пучками.

2. Волновые уравнения для световых пучков ТЕ- и ТМ-поляризации в планарных диффузионных волноводах

Рассмотрим планарный волновод, сформированный на пластине из одноосного электрооптического кристалла (рис.1). Полагаем, что оптическая ось Z кристалла ориентирована по нормали к границе волноводного слоя с покровной средой (воздухом), имеющей показатель преломления $N_c = 1$. Обыкновенный и необыкновенный показатели преломления волноводной структуры представим в виде

$$N_o(x, y, z) = N_{os} + \Delta N_{ow}(z) + \delta N_o(x, y, z), \quad (1)$$

$$N_e(x, y, z) = N_{es} + \Delta N_{ew}(z) + \delta N_e(x, y, z), \quad (2)$$

где N_{os} и N_{es} – обыкновенный и необыкновенный показатели преломления подложки; ΔN_{ow} , ΔN_{ew} – добавки, которые являются убывающими функциями при $z < 0$ и обусловлены неоднородным распределением примеси; δN_o , δN_e – нелинейные добавки к показателям преломления, связанные с эффектами самовоздействия. В случае диффузионного волновода и фоторефрактивного меха-

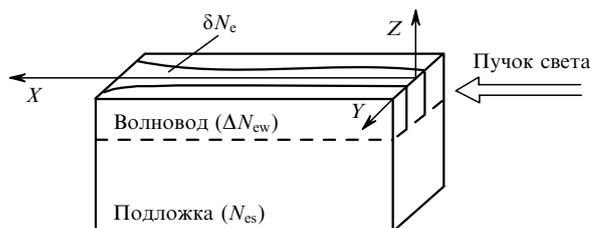


Рис.1. Геометрия распространения светового пучка в нелинейном планарном волноводе.

М.Н.Фролова, М.В.Бородин, С.М.Шандаров, В.М.Шандаров, Ю.М.Ларионов. Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Россия, 634050 Томск, просп. Ленина, 40; e-mail: frolova@phys.tsu.ru

Поступила в редакцию 12 ноября 2002 г., после доработки – 19 марта 2003 г.

низма оптической нелинейности добавки к показателям преломления удовлетворяют неравенствам

$$\Delta N_{ow} \ll N_{os}, \quad \Delta N_{ew} \ll N_{es}, \quad (3)$$

$$\delta N_o \ll \Delta N_{ow}, \quad \delta N_e \ll \Delta N_{ew}. \quad (4)$$

Неравенства (3), (4) позволяют считать, что световые волны, направляемые за счет волноводных свойств и оптической нелинейности, могут распространяться под малыми углами к продольной оси волновода (оси x). В этом случае, при условии отсутствия возмущений недиагональных компонент тензора диэлектрической проницаемости в волноводной структуре, можно рассматривать распространение волн ТЕ- и ТМ-поляризации. Соответствующие волновые уравнения, описывающие распространение световых пучков вдоль оси x , для преобладающих компонент вектора электрической напряженности светового поля E_y (ТЕ-волны) и E_z (ТМ-волны) могут быть получены из уравнений Максвелла в следующем виде:

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} + k_0^2 N_o^2 E_y = 0, \quad (5)$$

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial y^2} + \frac{N_e^2}{N_o^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2} + k_0^2 N_e^2 E_z = 0, \quad (6)$$

где $k_0 = 2\pi/\lambda$ – волновое число для вакуума. При сделанных допущениях уравнение (5) для ТЕ-волн является точным. При выводе уравнения (6) для ТМ-волн мы пренебрегли слабой зависимостью отношения N_e^2/N_o^2 от координаты z .

Распределения полей ТЕ- и ТМ-поляризации в селективно-возбуждаемых одномодовых пучках могут быть представлены в одинаковой форме:

$$E_y^{\text{TE}}(x, y, z) = \Psi_y(z) A^{\text{TE}}(x, y) \exp(-i\beta^{\text{TE}}x), \quad (7)$$

$$E_z^{\text{TM}}(x, y, z) = \Psi_z(z) A^{\text{TM}}(x, y) \exp(-i\beta^{\text{TM}}x), \quad (8)$$

где $\Psi_y(z)$ и $\Psi_z(z)$ определяют поперечные распределения полей в ТЕ- и ТМ-модах планарного волновода с постоянными распространения β^{TE} и β^{TM} , а амплитуды пучков $A^{\text{TE, TM}}(x, y)$ предполагаются медленными функциями продольной координаты x . В этом случае поперечное распределение поля ТЕ_{*m*}-моды с номером $m = 0, 1, 2, \dots$ для планарного волновода удовлетворяет волновому уравнению [14]

$$\frac{d^2 \Psi_y^{(m)}}{dz^2} + k_0^2 [(N_{os} + \Delta N_{ow}(z))^2 - (N_m^*)^2] \Psi_y^{(m)} = 0, \quad (9)$$

где $N_m^* = \beta_m^{\text{TE}}/k_0$ – эффективный показатель преломления моды. Подстановка распределения поля (7) для одномодового пучка ТЕ-поляризации в уравнение (5) позволяет получить следующее укороченное волновое уравнение для эволюции амплитуды пучка $A_m^{\text{TE}}(x, y)$ с учетом ее медленного изменения вдоль оси x , неравенств (3) и (4), уравнения (9) и условия ортогональности мод:

$$\left(\frac{\partial}{\partial x} + \frac{i}{2k_0 N_m^*} \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) A_m^{\text{TE}}(x, y) = -ik_0 \delta \tilde{N}_{om}(x, y) A_m^{\text{TE}}(x, y). \quad (10)$$

При выводе (10) использовано приближенное соотношение $N_m^* \simeq N_{os}$ и введена усредненная по координате z нелинейная добавка к показателю преломления для моды с номером m :

$$\delta \tilde{N}_{om}(x, y) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \Psi_y^{(m)}(z) \delta N_o(x, y, z) \Psi_y^{(m)}(z) dz}{\int_{-\infty}^{\infty} [\Psi_y^{(m)}(z)]^2 dz}. \quad (11)$$

Использование приближенного соотношения $N_e^2/N_o^2 \simeq N_{es}^2/N_{os}^2$ при анализе ТМ_{*p*}-мод анизотропного планарного волновода позволяет записать соответствующее волновое уравнение для поперечного распределения поля в виде [15]

$$\frac{d^2 \Psi_z^{(p)}}{dz^2} + k_0^2 \frac{N_{os}^2}{N_{es}^2} [(N_{es} + \Delta N_{ew}(z))^2 - (N_p^*)^2] \Psi_z^{(p)} = 0, \quad (12)$$

где $N_p^* = \beta_p^{\text{TM}}/k_0$. Эволюция амплитуды одномодового пучка $A_p^{\text{TM}}(x, y)$ в этом случае может быть описана уравнением

$$\left(\frac{\partial}{\partial x} + \frac{i}{2k_0 N_p^*} \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) A_p^{\text{TM}}(x, y) = -ik_0 \delta \tilde{N}_{ep}(x, y) A_p^{\text{TM}}(x, y) \quad (13)$$

с усредненной нелинейной добавкой

$$\delta \tilde{N}_{ep}(x, y) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \Psi_z^{(p)}(z) \delta N_e(x, y, z) \Psi_z^{(p)}(z) dz}{\int_{-\infty}^{\infty} [\Psi_z^{(p)}(z)]^2 dz}. \quad (14)$$

3. Нелинейные добавки к показателю преломления в фоторефрактивных планарных волноводах

Наведенные световым пучком изменения свойств фоторефрактивного волновода связаны с фотовозбуждением носителей заряда и их перераспределением по примесным центрам. Формирующееся в волноводной структуре сложное трехмерное распределение электрического поля $E^{\text{sc}}(x, y, z)$ благодаря линейному электрооптическому эффекту приводит к возмущениям ее показателя преломления. В стационарных условиях непрерывной освещенности и в отсутствие насыщения ловушек распределение плотности фотовозбужденных и термически генерируемых носителей заряда может быть представлено в виде

$$n(x, y, z) = n_d(z) + G(z) |E(x, y, z)|^2. \quad (15)$$

Здесь $n_d(z)$ и $G(z)$ – темновая концентрация свободных носителей заряда и параметр фотогенерации соответственно, зависимость которых от координаты z обусловлена неоднородным распределением примесных центров в волноводе.

Перераспределение зарядов по кристаллу в отсутствие внешнего поля происходит вследствие диффузии, фотовольтаического эффекта и дрейфа в формирующемся внутреннем поле пространственного заряда E^{sc} . В кристаллах ниобата и танталата лития, легированных такими примесями, как Fe и Cu, фотовольтаический механизм фоторефрактивного эффекта является преобладающим [16]. В этом случае можно пренебречь диффузионным током и для нахождения стационарного распреде-

ления поля пространственного заряда воспользоваться уравнением непрерывности

$$\operatorname{div}(\delta^c + \delta^{\text{ph}}) = 0, \quad (16)$$

где δ^c и δ^{ph} – векторы плотности тока проводимости и фотовольтаического тока с компонентами $\delta_m^c = en\mu_{mn}E_n^{\text{sc}}$ и $\delta_m^{\text{ph}} = \beta_{mij}E_iE_j^*$; μ_{mn} и β_{mij} – компоненты тензора подвижности носителей заряда и фотовольтаического тензора соответственно; E_n^{sc} – компоненты вектора электрической напряженности поля пространственного заряда; e – элементарный электрический заряд.

Учтем также, что основной вклад в фотопроводимость и фотовольтаический ток дают преобладающие компоненты светового поля (E_y для ТЕ- и E_z для ТМ-волн), и примем во внимание симметрию фотовольтаического тензора и соотношения между его экспериментально измеренными компонентами ($\beta_{22} \ll \beta_{33}, \beta_{31}$, где далее используются матричные обозначения) для кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$, $\text{LiTaO}_3:\text{Fe}$ и $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$ [16]. Кроме того, в соответствии с неравенствами (4) характерный размер пространственной неоднородности светового поля вдоль оси z существенно меньше, чем вдоль оси y . Вследствие этого можно полагать, что в рассматриваемой волноводной структуре разделение зарядов происходит в основном вдоль оси z , а уравнение (16) может быть упрощено; для кристалла, разомкнутого вдоль этой оси, оно будет иметь следующие приближенные решения:

$$E_{\text{sc}}^{\text{TE}}(x, y, z) = -\frac{\beta_{31}(z)\Psi_y^2(z)|A^{\text{TE}}(x, y)|^2}{\sigma_d(z) + B_{\text{ph}}(z)\Psi_y^2(z)|A^{\text{TE}}(x, y)|^2}, \quad (17)$$

$$E_{\text{sc}}^{\text{TM}}(x, y, z) = -\frac{\beta_{33}(z)\Psi_z^2(z)|A^{\text{TM}}(x, y)|^2}{\sigma_d(z) + B_{\text{ph}}(z)\Psi_z^2(z)|A^{\text{TM}}(x, y)|^2}, \quad (18)$$

где $E_{\text{sc}}^{\text{TE}, \text{TM}}$ – z -компонента напряженности поля пространственного заряда, наведенная волнами ТЕ- и ТМ-поляризации; $\sigma_d = e\mu_3 n_d$ – темновая проводимость; $B_{\text{ph}} = e\mu_3 G$ – коэффициент фотопроводимости; μ_3 – компонента тензора, соответствующая подвижности носителей заряда вдоль оси z . При выводе соотношений (17), (18) учитывалась зависимость компонент фотовольтаического тензора β_{31} и β_{33} от поперечной координаты z , связанная с неоднородным распределением примеси, и использовались соотношения (7), (8) и (15).

Учитывая вид электрооптического тензора для кристаллов симметрии $3m$, получаем следующие нелинейные добавки к показателю преломления:

для светового пучка ТЕ- поляризации

$$\delta N_o(x, y, z) = -\frac{1}{2} N_{\text{os}}^3 r_{13} E_{\text{sc}}^{\text{TE}}(x, y, z), \quad (19)$$

для светового пучка ТМ- поляризации

$$\delta N_e(x, y, z) = -\frac{1}{2} N_{\text{es}}^3 r_{33} E_{\text{sc}}^{\text{TM}}(x, y, z). \quad (20)$$

Таким образом, для описания самовоздействия световых пучков при их распространении в диффузионных фоторефрактивных волноводах на Z -срезе кристаллов LiNbO_3 и LiTaO_3 можно воспользоваться соотношениями (9)–(11), (17) и (19) для ТЕ-волн и (12)–(14), (18) и (20) для ТМ-волн.

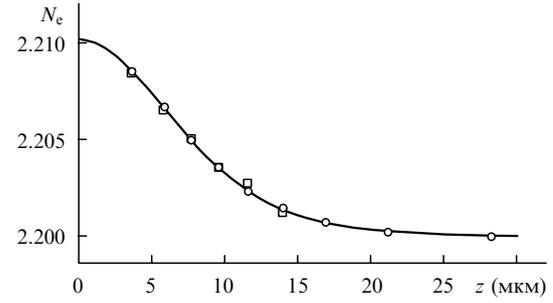


Рис.2. Профиль показателя преломления планарного волновода $\text{LiNbO}_3:\text{Ti}:\text{Fe}$ (сплошная кривая), а также расчетные (○) и экспериментальные (□) значения эффективных показателей преломления.

4. Параметры модельного волновода

Численный анализ распространения световых пучков проводился для модельного волновода, созданного последовательной высокотемпературной диффузией Ti и Fe в пластину ниобата лития Z -ориентации. Данный волновод поддерживал шесть ТМ-мод на длине волны $\lambda = 633$ нм, а его профиль показателя преломления для глубины $0 \geq z > -9$ мкм хорошо аппроксимировался функцией

$$N_e(z) = N_{\text{es}} + \frac{\Delta N_e}{\cosh^2(z/h_w)} \quad (21)$$

с параметрами $\Delta N_e = 0.0101$, $h_w = 8.5$ мкм и $N_{\text{es}} = 2.200$. Зависимость $N_e(z)$ представлена на рис.2 сплошной кривой вместе с экспериментально измеренными и рассчитанными по известному дисперсионному уравнению эффективными показателями преломления n_p^* . Для профиля показателя преломления, определяемого функцией (21), волновое уравнение (12) имеет аналитические решения [17]. Нормированные в соответствии с условием $h_w^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} [\Psi^{(p)}(z)]^2 dz = 1$ распределения полей $\Psi^{(p)}(z)$ для мод ТМ₀–ТМ₃ рассматриваемого планарного волновода представлены на рис.3. Проведенные для него эксперименты по нелинейной межмодовой интерференции [18] показали, что время релаксации наведенных изменений показателя преломления увеличивается с номером волноводной моды и лежит в диапазоне 1–20 с. Величина наведенных изменений увеличивается с интенсивностью света и с номером моды. Такие особенности характерны для структур, фоторефрактивные свойства и проводи-

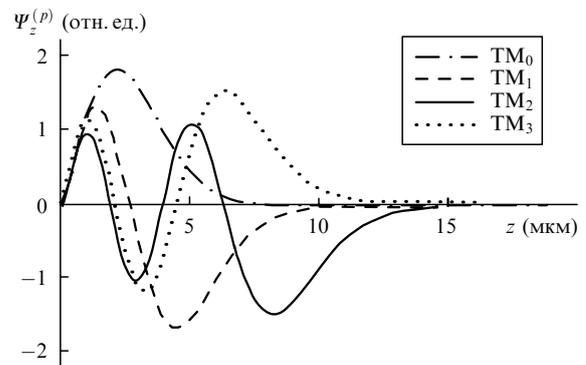


Рис.3. Нормированные поперечные распределения светового поля мод ТМ₀–ТМ₃ планарного волновода $\text{LiNbO}_3:\text{Ti}:\text{Fe}$.

мость которых определяются неоднородным распределением ионов Fe^{2+} и Fe^{3+} в волноводном слое [19].

При массовой концентрации ионов железа, превышающей в нашем случае 1 % у границы с покровной средой (при $z = 0$, см. рис. 1), темновая проводимость существенно больше фотопроводимости [20] $\sigma_d(z) \gg B_{\text{ph}}(z)\Psi_z^2(z) \times |A(x, y)|^2$ для рассматриваемых волноводных мод TM_0 – TM_3 . Как темновая проводимость $\sigma_d(z)$, так и фотовольтаическая постоянная $\beta_{33}(z)$ уменьшается при удалении от границы $z = 0$ с падением концентрации ионов железа. Однако увеличение фоторефрактивного отклика с номером моды свидетельствует о более быстром уменьшении $\sigma_d(z)$ по сравнению с $\beta_{33}(z)$. В численных расчетах мы пренебрегали фотопроводимостью, а зависимости этих величин от z моделировались функциями

$$\beta_{33}(z) = \beta_0 \exp\left(\frac{z}{h_{\text{ph}}}\right) + \beta_s, \quad (22)$$

$$\sigma_d(z) = \sigma_0 \exp\left(\frac{z}{h_d}\right) + \sigma_s \quad (23)$$

с параметрами $\beta_0 = -1 \times 10^{-10}$ А/Вт, $\beta_s = -10^{-12}$ А/Вт, $\sigma_0 = 7 \times 10^{-10}$ Ом $^{-1}$ ·м $^{-1}$, $\sigma_s = 10^{-15}$ Ом $^{-1}$ ·м $^{-1}$, $h_{\text{ph}} = 10$ мкм и $h_d = 2$ мкм. Выбор отрицательного знака фотовольтаического коэффициента при положительной электрооптической постоянной $r_{33} = 30.8$ пм/В [21] обеспечивает характерную для кристаллов $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$ дефокусирующую нелинейность.

Отметим, что определяемая формулой (21) модель профиля показателя преломления может быть использована для описания волноводов на ниобате лития, получаемых высокотемпературной диффузией ионов металлов, при достаточно широком варьировании технологических параметров. Аппроксимация зависимости $\beta_{33}(z)$ экспоненциальной функцией (22) оправдана для структур, в которые фоточувствительная примесь (Fe, Cu и др.) вводится диффузией, следующей за формированием волноводного слоя, из достаточно толстых пленок. В случае диффузии из тонких пленок и больших времен отжига распределение фоточувствительной примеси в волноводе, а значит, и зависимость $\beta_{33}(z)$, может быть описано функцией Гаусса или дополнительной функцией ошибок [11]. Если использовать в качестве фоточувствительной примеси ионы Cu, то при формировании волновода в кристаллах $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$ с малым уровнем легирования необходимо в дополнение к темновой проводимости волноводной структуры принимать во внимание фотопроводимость.

5. Темные пространственные солитоны в объемных кристаллах и планарных волноводах

В однородных объемных средах рассматриваемого типа ($\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$) при преобладающей темновой проводимости возможно распространение темных пространственных фотовольтаических солитонов керровского вида со следующей огибающей [5]:

$$A(x, z) = A(0, z) = A_0 \tanh\left(\frac{z}{b}\right), \quad (24)$$

где амплитуда A_0 и ширина b темного солитона связаны соотношением

$$b = \frac{\sqrt{2}}{A_0 k_0 N_{\text{es}}^2 (r_{33} \beta_{33} \sigma_d^{-1})^{1/2}}. \quad (25)$$

В реальных экспериментах амплитуда A_0 является плавной функцией поперечных координат b и y , и соотношение (25) может быть использовано для оценки A_0 в центре пучка при $y = z = 0$.

В рассматриваемой волноводной структуре неоднородность поля по координате z однозначно определяется распределением моды $\Psi_z^{(p)}(z)$, а солитонная огибающая может быть задана как функция $A(x, y)$ поперечной координаты y . Действительно, для случая пренебрежимо малой фотопроводимости и TM -волн из уравнений (14), (18) и (20) следует, что нелинейная добавка к показателю преломления имеет простой вид

$$\delta N_{\text{ep}}(x, y) = \frac{1}{2} N_{\text{es}}^3 r_{33} \tilde{f} |A^{\text{TM}}(x, y)|^2, \quad (26)$$

где параметр \tilde{f} учитывает неоднородность распределения фотовольтаического тока, темновой проводимости и поля волноводной моды по координате z :

$$\tilde{f} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} [\beta_{33}(z)/\sigma_d(z)] [\Psi_z^{(p)}(z)]^4 dz}{\int_{-\infty}^{\infty} [\Psi_z^{(p)}(z)]^2 dz}. \quad (27)$$

В этом случае уравнение (13) имеет решение в виде темного керровского солитона:

$$A(x, y) = A(0, y) = A_0 \tanh\left(\frac{y}{b}\right) \quad (28)$$

с провалом в интенсивности шириной b вдоль поперечной координаты y и с амплитудой

$$A_0 = \frac{\sqrt{2}}{b k_0 N_{\text{es}}^2 (r_{33} \tilde{f})^{1/2}}. \quad (29)$$

Параметр \tilde{f} для рассматриваемого волновода увеличивается с номером волноводной моды и для мод TM_0 , TM_1 , TM_2 , TM_3 составляет 2.58×10^{-3} , 3.99×10^{-3} , 6.53×10^{-3} и 1.10×10^{-2} м/В соответственно. Таким образом, максимальные значения амплитуды светового поля A_0 , необходимые для реализации темного пространственного солитона, соответствуют моде TM_0 . Для нее при ширине провала $b = 10$ мкм и длине волны $\lambda = 633$ нм требуется возбуждение в волноводе пучка с амплитудой $A_0 = 1.045 \times 10^4$ В/м.

6. Анализ влияния огибающей пучка на распространение темных пространственных солитонов

В реальных экспериментах используются пучки с огибающими конечной ширины, и поэтому в численных расчетах моделировалось распространение световых пучков для различных волноводных мод при входных распределениях амплитуды, которые соответствуют темному керровскому солитону, наложенному на огибающие трех типов:

$$A^{\text{TM}}(0, y) = A_0 \exp\left(-\frac{y^2}{2a^2}\right) \tanh\left(\frac{y}{b}\right), \quad (30)$$

$$A^{\text{TM}}(0, y) = A_0 \exp\left(-\frac{y^6}{2a^6}\right) \tanh\left(\frac{y}{b}\right), \quad (31)$$

$$A^{\text{TM}}(0, y) = A_0 \left[\tanh\left(\frac{a-y}{a_0}\right) + \tanh\left(\frac{a+y}{a_0}\right) \right] \tanh\left(\frac{y}{b}\right). \quad (32)$$

Эволюцию пространственного распределения амплитуды пучка с шириной провала $b = 10$ мкм и характерным размером плавной огибающей $a = 120$ мкм иллюстрирует рис.4. Амплитуда пучков $A_0 = 1.1 \times 10^4$ В/м выбрана превышающей значение $A_{00} = 1.045 \times 10^4$ В/м, необходимое для реализации идеального темного солитона вида (28) на моде TM_0 рассматриваемого планарного волновода. В этом случае распределение амплитуды пучка в области провала в интенсивности при распространении на расстояние $l = 15$ мм изменяется довольно слабо. Максимальные вариации в этой области наблюдаются для наиболее плавной огибающей в виде функции Гаусса. Однако сама огибающая на этом участке изменяется гораздо сильнее для супергауссова распределения шестого порядка (формула (31)) и «прямоугольной» функции, определяемой соотношением (32). На примере огибающей в виде функции Гаусса показаны искажения формы пучка в отсутствие нелинейности (рис.4,*a*), когда нескомпенсированная дифракционная расходимость приводит к значительному искажению огибающей и расплыванию темного провала.

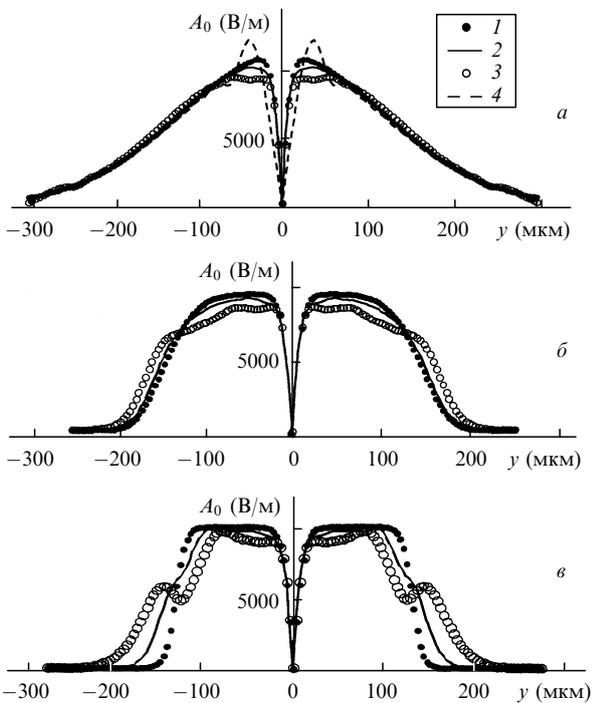


Рис.4. Распределение светового поля на входе волновода (1) и при распространении на 7.5 (2) и 15 мм (3) для огибающих в виде функции Гаусса (*a*), супергауссова распределения шестого порядка (*b*) и «прямоугольной» функции (*c*) при ширине провала в интенсивности, моделирующего темный солитон, $b = 10$ мкм; 4 – распределение амплитуды пучка при распространении на 15 мм в отсутствие нелинейности (*a*).

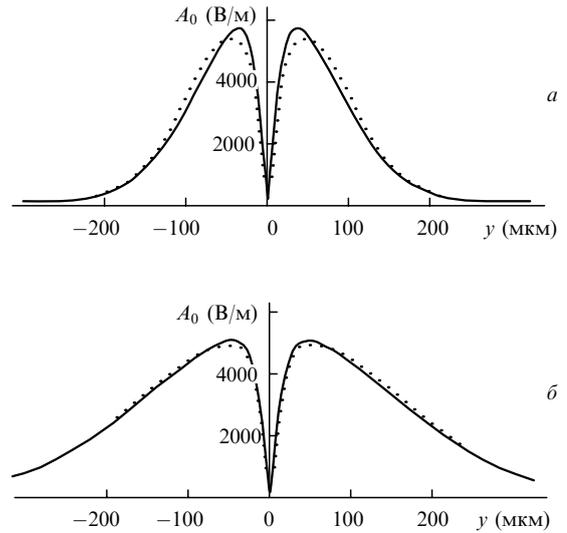


Рис.5. Распределение светового поля на входе кристалла (сплошные кривые) и при распространении на 15 мм (пунктир) для огибающей в виде функции Гаусса с полушириной $a = 80$ (*a*) и 150 мкм (*b*).

Увеличение ширины провала b до 20 мкм с пропорциональным уменьшением амплитуды A_0 до 5.5×10^3 В/м не приводит к значительным изменениям распределения в его центральной части, но ослабляет искажения его формы при распространении за счет уменьшения оптической нелинейности ($\delta N_e \sim A_0^2$). Однако при уменьшении ширины пучка до $a = 80$ мкм размер провала в выходном распределении $A(l, y)$ заметно возрастает и режим распространения темного пространственного солитона, строго говоря, нарушается. Для пучка с гауссовой огибающей входное и выходное распределения при $a = 80$ и 150 мкм представлены на рис.5. Отметим, что различия в распределениях $A(0, y)$ и $A(l, y)$ сравнительно невелики даже для $a = 80$ мкм и могут оказаться незаметными при экспериментальной реализации темного солитона.

На рис.6 представлены картины распространения возбуждаемого на нулевой моде пучка с входным распределением $A^{\text{TM}}(0, y)$, заданным формулой (31), с разными амплитудами. Уменьшение амплитуды от идеального значения ($A_{00} = 5.5 \times 10^3$ В/м) при фиксированной ширине провала приводит к явлениям недофокусировки (рис.6,*б*), и режим распространения темного пространственного солитона нарушается. Явление перефокусировки при амплитуде, большей A_{00} (рис.6,*в*), хотя и нарушает режим распространения идеального солитона, но оставляет ширину темного провала практически неизменной на длине кристалла 30 мм. Отметим, что индуцированное световыми пучками с рассматриваемыми распределениями амплитуды уменьшение показателя преломления при $|y| > b$ может быть использовано для реализации волноводного распространения света из другой области спектра, где фоторефрактивные свойства среды не проявляются [6, 7]. Представленные на рис.4–6 результаты иллюстрируют возможность создания каналных волноводов такого типа в планарных структурах $\text{LiNbO}_3:\text{Ti}:\text{Fe}$. Амплитуды светового поля $A_0 \sim 10^4$ В/м, необходимые для реализации темных пространственных солитонов с рассматриваемыми огибающими, обеспечиваются в анализируемом волноводе при входной мощности ~ 1 мВт.

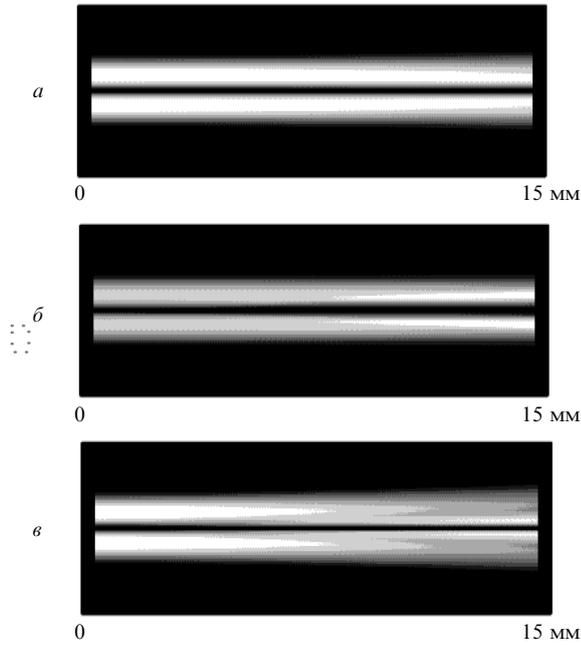


Рис.6. Распределение интенсивности светового пучка с огибающей в виде супергауссова распределения в кристалле длиной 15 мм вдоль оси x для $A_0 = 5.6 \times 10^3$ (а), 1.9×10^3 (б) и 9.3×10^3 В/м (в). Масштаб по поперечной оси y увеличен в 14 раз.

7. Заключение

Таким образом, для анализа распространения одномодовых световых пучков, селективно возбуждаемых в фоторефрактивных градиентных планарных волноводах, получено волновое уравнение в параксиальном приближении с усредненной по толщине волновода нелинейной добавкой к показателю преломления. В волноводах на Z -срезе кристаллов симметрии $3m$ с преобладающим фотовольтаическим механизмом фоторефракции последняя определяется процессом перераспределения зарядов вдоль полярной оси и линейным электрооптическим эффектом и может быть получена в виде интегрального выражения, учитывающего неоднородность распределения светового поля и фоторефрактивных свойств среды по координате z . Для волноводных структур $\text{LiNbO}_3:\text{Ti}:\text{Fe}$, в которых темновая проводимость существенно превышает фотопроводимость, характерна оптическая нелинейность керровского типа. Темные пространственные солитоны в таких планарных волноводах могут быть реализованы на различных селективно-возбуждаемых волноводных модах при соответствующем

неоднородном распределении амплитуды по поперечной координате, ортогональной полярной оси z .

Проведенный численный анализ показал возможность распространения одномодовых пучков, моделирующих темные пространственные солитоны в реальных планарных волноводах $\text{LiNbO}_3:\text{Ti}:\text{Fe}$ с Z -ориентацией, при световой мощности входного пучка ~ 1 мВт. Отметим, что темные пространственные солитоны экспериментально наблюдались в стационарном режиме в волноводах $\text{LiNbO}_3:\text{Ti}:\text{Fe}$, сформированных на подложках Y -среза, при сопоставимых световых мощностях [6].

Работа выполнена при поддержке INTAS (грант INTAS-01-0481). М.В.Бородин выражает благодарность нефтяной компании «ЮКОС» за финансовую поддержку.

1. Stegeman G.I., Segev M. *Science*, **86**, 1518 (1999).
2. Segev M., Crosignani B., Yariv A., Fisher B. *Phys. Rev. Lett.*, **68**, 923 (1992).
3. Iturbe-Castillo M.D., Marquez Aguilar P.A., Sanchez-Mondragon J.J., Stepanov S., Vysloukh V. *Appl. Phys. Lett.*, **64**, 408 (1994).
4. Valley G.C., Segev M., Crosignani B., Yariv A., Fejer M.M., Bashaw M.C. *Phys. Rev. A*, **50**, R4457 (1994).
5. Taya M., Bashaw M.C., Fejer M. M., Segev M., Valley G.C. *Opt. Lett.*, **21**, 943 (1996).
6. Shandarov V., Kip D., Wesner M., Hukriede J. *J Opt. A: Pure Appl. Opt.*, **2**, 500 (2000).
7. Chauvet M., Chauvin S., Mailotte H. *Opt. Lett.*, **26**, 1344 (2001).
8. Kip D., Wesner M., Shandarov V., Moretti P. *Opt. Lett.*, **23**, 921 (1998).
9. Hukriede J., Nee I., Kip D., Krätzig E. *Opt. Lett.*, **23**, 1405 (1998).
10. Попов В.Л., Шандаров В.М. *ЖТФ*, **61**, 88 (1991).
11. Kip D. *Appl. Phys. B*, **67**, 131 (1998).
12. Kip D., Hukriede J., Krätzig E. *Phys.Stat. Sol.*, **168**, R3 (1998).
13. Hukriede J., Kip D., Krätzig E. *J.Opt.A: Pure Appl. Opt.*, **2**, 481 (2000).
14. *Волноводная оптоэлектроника*. Под ред. Т.Тамира (М.: Мир, 1991).
15. Гончаренко А.М., Редько В.П. *Введение в интегральную оптику* (Минск: Наука и техника, 1975).
16. Стурман Б.И., Фридкин В.М. *Фотогальванический эффект в средах без центра симметрии и родственные явления* (М.: Наука, 1992, с. 208).
17. Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. *Квантовая механика* (М.: Наука, 1988).
18. Larionov Yu., Shandarov S., Shandarov V. *Nonlinear Guided Waves and Their Applications. OSA Tech. Digest* (Washington: OSA, 1999, pp. 65–167).
19. Nisius J.P., Krätzig E. *Sol. St. Commun.*, **53**, 743 (1985).
20. Баркан И.Б., Воробьев А.В., Маренников С.И. *Квантовая электроника*, **6** (4), 833 (1979).
21. *Акустические кристаллы. Справочник*. Под ред. М.П.Шаскольской (М.: Наука, 1982).