

ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ СОЛИТОНЫ В ГИРОТРОПНЫХ КРИСТАЛЛАХ СИЛЛЕНИТОВ В ПОСТОЯННОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

© 2011 А.А. Шибельгут, Д.А. Конкин, Р.В. Литвинов, Е.В. Смирнов, Ж.Е. Каппасов

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники

Поступила в редакцию 10.03.2011

Выполнен анализ условий существования одномерных пространственных оптических солитонов в кубических гиротропных фоторефрактивных кристаллах в постоянном электрическом поле. Найдено аналитическое решение для огибающей солитона, показателя преломления и поляризационного состояния. На длине световой волны $\lambda = 633$ нм определены условия формирования пространственного оптического солитона в плоскости $(\bar{T} 10)$ кристалла $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ и исследована зависимость формы его огибающей от величины внешнего поля.

Ключевые слова: фоторефрактивные кристаллы, пространственные оптические солитоны.

1. ВВЕДЕНИЕ

Распространение лазерного пучка в фоторефрактивных кристаллах сопровождается разнообразными нелинейно-оптическими эффектами [1, 2], в том числе формированием пространственных оптических солитонов [3, 4], интерес к которым связан с формированием фотоиндуцированных волноводных структур различного назначения [5, 6].

Формирование пространственных оптических солитонов становится возможным в фоторефрактивных кристаллах с приложенным постоянным полем E_0 , обладающих нелинейным оптическим откликом локального типа [1, 2]. Сильное межмодовое взаимодействие в кристаллах силленитов [7] приводит к тому, что солитонный пучок в них формируется обоими оптическими модами среды. Такие векторные пространственные оптические солитоны могут быть сформированы в силленитах, если их оптическая нелинейность позволяет с одной стороны добиться компенсации дифракционной расходимости каждой модовой компоненты светового пучка, а с другой стороны обеспечить выравнивание фазовых скоростей собственных мод

Шибельгут Александр Андреевич, младший научный сотрудник кафедры радиоэлектроники и защиты информации. E-mail: Shibelgut@gmail.com.

Конкин Дмитрий Анатольевич, аспирант кафедры радиоэлектроники и защиты информации. E-mail: newline@mail.ru.

Литвинов Рудольф Викторович, кандидат физико-математических наук, доцент кафедры радиоэлектроники и защиты информации. E-mail: LitvinovRV@rzi.tusur.ru.

Смирнов Евгений Владимирович, кандидат физико-математических наук, доцент кафедры радиоэлектроники и защиты информации. E-mail: onir2@main.tusur.ru.

Каппасов Жанат Еруланович, студент кафедры радиоэлектроники и защиты информации. E-mail: kappasovzhe@gmail.com.

нелинейной среды. Очевидно, что выполнение этих двух условий в кубическом гиротропном фоторефрактивном кристалле в постоянном электрическом поле зависит от ориентации его граней относительно кристаллографической системы координат, величин внешнего поля и угла вращения плоскости поляризации.

В работах [8–13], посвященных световым пучкам в кристаллах силленитов, не исследовано влияние ориентации граней кристаллического образца, естественного циркулярного и наведенного внешним полем линейного двулучепреломления на условия формирования одномерных оптических солитонов, как световых пучков с неизменной вдоль направления распространения огибающей. Целью данной работы является аналитическое описание таких условий и анализ их зависимости от величины внешнего постоянного электрического поля.

2. МОДЕЛЬ

Если внешнее электрическое поле E_0 приложено к кристаллу перпендикулярно (вдоль оси z) направлению распространения (ось x) светового пучка с вектором электрической напряженности $\mathbf{E}(z, x)$ и интенсивностью $I(z, x) = |\mathbf{E}(z, x)|^2$ (см. рис. 1, а), то величина поля пространственного заряда может быть получена в виде $E_{sc} = [(I_\infty + I_d)/(I(z, x) + I_d)]E_0$, где I_d – описывает термическую генерацию электронов и $I_\infty = I(z \rightarrow \pm\infty, x)$ [14–16]. Вектор электрической напряженности светового пучка \mathbf{E} в оптически анизотропном кристалле является суперпозицией двух собственных мод среды (см. рис. 1, б):

$$\mathbf{E} = \Psi_1(z, x)\mathbf{e}_1 \exp[i(\omega t - n_1 kx)] + \Psi_2(z, x)\mathbf{e}_2 \exp[i(\omega t - n_2 kx)] \quad (1)$$

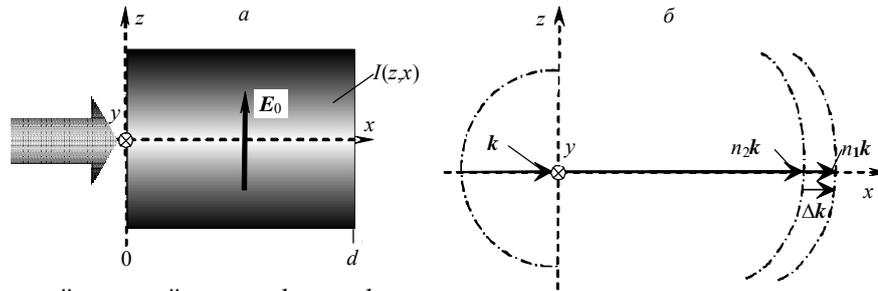


Рис. 1. Одномерный световой пучок в фоторефрактивном кристалле с приложенным электрическим полем: а – схема распространения; б – векторная диаграмма

где $\Psi_{1,2}(z, x)$ – скалярные огибающие; $n_{1,2}$ и $e_{1,2}$ – показатели преломления и нормированные векторы поляризации собственных мод кристалла, соответственно, выражения для которых приведены в работе [7]; $k = 2\pi/\lambda$; λ – длина волны света.

Редукция нелинейного волнового уравнения из работы [7], описывающего самовоздействие монохроматического светового поля в гиротропном фоторефрактивном кристалле группы симметрии 23 с приложенным электрическим полем позволяет для рассматриваемого случая получить следующие связанные нелинейные уравнения:

$$i \frac{\partial \Psi_1}{\partial x} = L_1 \frac{\partial^2 \Psi_1}{\partial z^2} - \frac{\gamma}{2} \frac{I_\infty + I_d}{|\Psi_1|^2 + |\Psi_2|^2 + I_d} \times [g_{11} \Psi_1 + g_{12} \exp(i\Delta k x) \Psi_2] \quad (2)$$

$$i \frac{\partial \Psi_2}{\partial x} = L_2 \frac{\partial^2 \Psi_2}{\partial z^2} - \frac{\gamma}{2} \frac{I_\infty + I_d}{|\Psi_1|^2 + |\Psi_2|^2 + I_d} \times [g_{12}^* \exp(-i\Delta k x) \Psi_1 + g_{22} \Psi_2] \quad (3)$$

где $L_{1,2} = |e_{1y,2y}|^2 / 2nk$; $\gamma = 2\pi n^3 r_{41} E_0 / \lambda$;

$g_{lm} = e_l \cdot g \cdot e_m^*$ ($l, m = 1, 2$); $(g)_{ij} = |\delta_{ijk} z_k^o$; $e_{1y,2y}$ – y -компоненты векторов $e_{1,2}$; n и r_{41} – невозмущенный показатель преломления и электрооптический коэффициент, соответственно; δ_{ijk} – антисимметричный тензор; z_k^o – направляющие косинусы оси z в кристаллографической системе координат.

3. СОЛИТОННОЕ РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЙ СВЯЗАННЫХ МОД

Для получения решения уравнений (2) и (3), описывающего одномерный векторный пространственный оптический солитон можно использовать методику из работы [13], обобщив ее на рассматриваемый случай. Искомое решение должно обеспечивать аналитическое представление вектора электрической напряженности E солитонного светового пучка в кристалле в виде

$$E = \sqrt{I_d} \psi(z) e_S \exp\{i[\omega t - n_S k x]\}, \quad (4)$$

где $\psi(z)$, n_S и e_S – нормированная на $\sqrt{I_d}$ огибающая, показатель преломления и нормированный ($e_S \cdot e_S^* = 1$) вектор поляризации солитона, соответственно. Из сравнения выражений (1) и (4), а также из уравнений (2) и (3) следует, что аналитическое представление вектора E в виде, описываемом формулой (4), становится возможным, если огибающие $\Psi_1(z, x)$ и $\Psi_2(z, x)$ имеют подобные друг другу пространственные зависимости от поперечной координаты z и могут быть представлены в форме

$$\Psi_{1,2}(z, x) = \sqrt{I_d} c_{1,2} \psi(z) \exp[-i\phi_{1,2}(x)], \quad (5)$$

где на вещественные постоянные c_1 и c_2 наложено условие $c_1^2 + c_2^2 = 1$, соответствующее закону сохранения энергии светового пучка в не поглощающей свет среде.

Анализ условий существования решений уравнений, получающихся после подстановки выражений (5) в уравнения (2) и (3), показывает, что изменения фаз огибающих должны быть линейны по координате x и могут быть представлены в форме

$$\phi_{1,2} = \left(\beta \mp \frac{\Delta k}{2} \right) x \mp \frac{\arg(g_{12})}{2} + \phi_0. \quad (6)$$

Несущественная для дальнейшего рассмотрения начальная фаза ϕ_0 ниже опущена. При этом исходные уравнения (2) и (3) могут быть редуцированы к двум уравнениям относительно одной неизвестной функции $\psi(z)$, условие совместности которых позволяет, во-первых, найти постоянную β в виде

$$\beta = - \frac{\Delta k (L_1 + L_2)}{2(L_1 - L_2)}, \quad (7)$$

и, во-вторых, получить квадратное уравнение относительно отношения $\tau = c_1/c_2$ неизвестных постоянных c_1 и c_2 . Два корня этого уравнения имеют противоположные знаки и могут быть получены в форме

$$\tau_{1,2} = \frac{L_2 g_{11} - L_1 g_{22} \pm \sqrt{(L_2 g_{11} - L_1 g_{22})^2 + 4 L_1 L_2 |g_{12}|^2}}{2 L_1 |g_{12}|}. \quad (8)$$

Учитывая соотношения (5)–(7) из уравнений (2) и (3) можно получить следующее уравнение относительно солитонной огибающей

$$\frac{d^2\psi}{dz^2} = \left[\frac{\gamma(L_1|g_{12}|\tau + L_1g_{22} + L_2g_{11} + L_2|g_{12}|\tau^{-1})(1+i_\infty)}{4L_1L_2(1+\psi^2)} - \frac{\Delta k}{L_1-L_2} \right] \psi, \quad (9)$$

где $i_\infty = I_\infty/I_d$. Интегрирование последнего уравнения при условиях $\lim_{z \rightarrow \infty} (d\psi/dz) = 0$ и $\psi(0) = \psi_0$ позволяет определить огибающую $\psi(z)$ при помощи квадратуры

$$z = \pm \int_{\psi_0}^{\psi} \left[\frac{\gamma(L_1|g_{12}|\tau + L_1g_{22} + L_2g_{11} + L_2|g_{12}|\tau^{-1})(1+i_\infty) \ln \left(\frac{1+\eta^2}{1+i_\infty} \right) + \frac{\Delta k}{L_1-L_2} (i_\infty - \eta^2)^2}{4L_1L_2} \right]^{-1/2} d\eta. \quad (10)$$

Очевидно, что существование найденного аналитического решения для огибающей солитона возможно при условии положительного значения подкоренного выражения в формуле (10) во всем интервале значений $\eta \in [\psi_0; \psi]$.

4. УСЛОВИЕ СУЩЕСТВОВАНИЯ СОЛИТОНА

Если в фоторефрактивном кристалле сформирован светлый оптический солитон, то квадрат его огибающей $\psi_0^2 = i_0$ в точке $z=0$ соответствует максимуму пространственного распределения его интенсивности. В случае формирования темного или серого солитона, как с четными, так и нечетными граничными условиями при $z \rightarrow \pm\infty$ этот же квадрат соответствует минимуму распределения интенсивности [6, 13–17]. В обоих случаях производная $d\psi/dz$ в точке $z=0$ обращается в ноль. Используя это условие и формулу (10) можно связать величину i_0 с безразмерной интенсивностью света i_∞ при $z \rightarrow \infty$ следующим уравнением:

$$\frac{1+i_\infty}{i_0-i_\infty} \ln \left(\frac{1+i_0}{1+i_\infty} \right) = D, \quad (11)$$

где

$$D = \frac{4\lambda\Delta k L_1 L_2}{2\pi r_4^3 E_0 (L_1 - L_2) \left[L_1 |g_{12}| \tau + L_1 g_{22} + L_2 g_{11} + L_2 |g_{12}| \tau^{-1} \right]}. \quad (12)$$

Так как для солитонов любого типа левая часть равенства (11) всегда больше нуля, то при вычислениях необходимо использовать то значение отношения $\tau = c_1/c_2$ (τ_1 или τ_2 , см. (8)), для которого $D > 0$. При этом, если выполнено условие $i_0 > i_\infty$ (которому удовлетворяют, например, светлые солитоны с величиной $i_\infty = 0$), то параметр D должен лежать в пределах $0 < D < 1$. Если справедливо обратное неравен-

ство $i_0 < i_\infty$ (которому удовлетворяют, например, темные солитоны с величиной $i_0 = 0$), то величина D должна быть больше единицы ($D > 1$). Пограничный случай $i_0 = i_\infty$, $D = 1$ соответствует однородному поперечному распределению, отвечающему плоской световой волне.

В уравнении (11) должна быть задана одна из величин i_0 или i_∞ . В случае задания величины i_0 уравнение (11) имеет вещественный корень i_∞ , если справедливо неравенство

$$D > \frac{1}{i_0} \ln(1+i_0). \quad (13)$$

В случае задания величины i_∞ уравнение (11) имеет вещественный корень i_0 , если выполнено условие

$$0 < D < \left(1 + \frac{1}{i_\infty} \right) \ln(1+i_\infty). \quad (14)$$

Соотношение (13) или соотношение (14) определяют условия, при которых в рассматриваемых фоторефрактивных кристаллах может быть сформирован пространственный оптический солитон произвольного типа с вектором электрической напряженности \mathbf{E} , описываемым формулой (4). При этом, используя соотношения (1) и (5)–(7), показатель преломления и вектор поляризации солитона нетрудно получить в виде

$$n_S = n_0 + \frac{(L_1 + L_2)\Delta n}{L_1 - L_2} = n_0 + \Delta n_S, \quad (15)$$

$$\mathbf{e}_S = c_1 \exp \left[i \frac{\arg(g_{12})}{2} \right] \mathbf{e}_1 + c_2 \exp \left[-i \frac{\arg(g_{12})}{2} \right] \mathbf{e}_2. \quad (16)$$

Постоянные c_1 и c_2 в формуле (16) могут быть определены из найденного отношения $\tau = c_1/c_2$ (см. (8)) и условия $c_1^2 + c_2^2 = 1$. Собственные оптические моды гиротропных электрооптических кристаллов группы симметрии 23 во внешнем электрическом поле поляризованы эллиптически [7, 18]. Поэтому поляризация пространственного оптического солитона, сформированного в таком кристалле за счет фоторефрактивного эффекта, также эллиптическая. Поляризационное состояние солитона и его показатель преломления неявно связаны с солитонной огибающей $\psi(z)$, обеспечивая компенсацию дифракционной расходимости светового пучка за счет нелинейной рефракции.

Значение параметра D определяется ориентацией направлений распространения солитонного пучка и внешнего поля относительно кристаллофизических осей, параметрами кристалла и величиной внешнего поля E_0 . Следует отметить, что при заданной величине E_0 и параметрах кристаллического образца ориентация его граней определяет не только абсолютную величину па-

раметра D , но и его знак, т.е. фактически определяет возможность формирования пространственного оптического солитона (см. (13) и (14)).

Полевая зависимость $D(E_0)$ носит как явный, так и неявный характер (см. (12)). Явная зависимость $D(E_0)$ обусловлена влиянием фоторефрактивной нелинейности среды на условия формирования пространственного солитона, а неявная связана с зависимостью от E_0 величин $L_{1,2}$, Δk и тензорных свертков g_{ij} [7, 19] и обусловлена влиянием на эти условия линейного двулучепреломления, наведенного тем же полем E_0 в электрооптических кристаллах [20].

При уменьшении внешнего поля ($E_0 \rightarrow 0$) величина параметра D , положительного при соответствующей ориентации граней кристалла, увеличивается ($D \rightarrow \infty$), выходя за верхний предел условия (13). Этот предел определяет пороговое значение внешнего поля E_{th} , при превышении которого становится возможным формирование пространственного оптического солитона. Как следует из уравнения $D(E_{th}) = [1 + (1/i_\infty)] \ln(1 + i_\infty)$ порог E_{th} зависит от типа солитона. Порог для светлого солитона ($i_\infty = 0$, $D(E_{th}) = 1$) больше, чем порог для других типов солитонов с отличными от нуля условиями на бесконечности ($i_\infty \neq 0$). Основное влияние удельного вращения плоскости поляризации ρ кубического гиротропного фоторефрактивного кристалла на порог E_{th} обусловлено зависимостью параметра D от расстояния между волновыми поверхностями собственных оптических мод среды Δk (см. (12)), которое увеличивается с ростом величины ρ [7, 18, 19]. Поэтому при уменьшении величины ρ и прочих равных условиях пороговое электрическое поле E_{th} уменьшается.

5. СОЛИТОНЫ В КРИСТАЛЛЕ СИЛИКАТА ВИСМУТА

Рассмотрим возможность формирования пространственного оптического солитона в плоскости $(\bar{1}10)$ кристалла $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$. Направление распространения солитона вдоль положительного направления оси x может быть определено при помощи угла θ между этой осью и осью кристалла $[001]$ (см. рис. 2). Ориентацию оси z в плоскости ортогональной оси x удобно определить при помощи угла χ , отсчитываемого от положительного направления векторного произведения орта x^0 на ось кристалла $[\bar{1}10]$. Результаты расчетов этих углов, соответствующих условиям существования солитона, которому отвечают ненулевые граничные условия $i_\infty = 100$, при различных значениях внешнего поля $E_0 = 3.97, 5, 10$ и 20 кВ/см, представлены на рис. 3 кривыми 1, 2, 3 и 4, соответственно. При

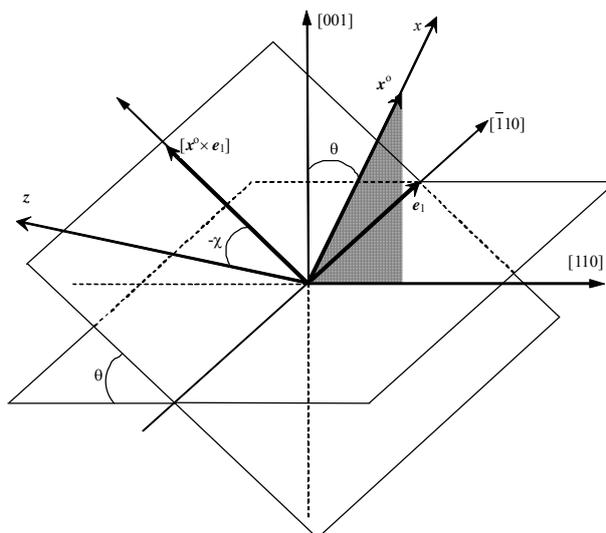


Рис. 2. Ориентация направления распространения светового пучка (ось x) в плоскости $(\bar{1}10)$ и внешнего электрического поля (ось z) относительно кристаллофизических осей

расчетах использовались параметры: $n=2.58$; удельное вращение плоскости поляризации $\rho = 22$ град/мм; $r_{41} = -5 \cdot 10^{-12}$ м/В; $\lambda = 633$ нм.

Расчеты показали, что для рассматриваемого случая пороговое внешнее поле приблизительно равно значению $E_{th} \approx 3.97$ кВ/см. Если выполнено условие $E_0 > E_{th}$, то при направлении распространения солитонного пучка и ориентации внешнего поля, задаваемых углами θ и χ внутри замкнутых областей, в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ может быть сформирован пространственный оптический солитон. Как видно из рис. 3, области существования солитона обладают определенными симметриями, которые являются следствием существования группы симметрии электрооптического тензора кристаллов 23 относительно пространственных преобразований [18]. При этом все разрешенные области углов θ и χ могут быть разбиты на два типа. К первому из них относятся области, которые могут быть получены преобразованиями симметрии из области, локализованной вокруг точки $(90^\circ; 54.7^\circ)$. Такая точка соответствует так называемой диагональной электрооптической конфигурации, для которой координатные оси x и z ориентированы вдоль кристаллофизических осей $[110]$ и $[\bar{1}11]$, соответственно. Ко второму типу относятся области, которые могут быть получены преобразованиями симметрии из области, локализованной вокруг точки $(35.3^\circ; 180^\circ)$. Такая точка соответствует электрооптической конфигурации, в которой оси x и z ориентированы вдоль осей $[112]$ и $[11\bar{1}]$, соответственно.

Области углов θ и χ , соответствующих условиям существования одномерного простран-

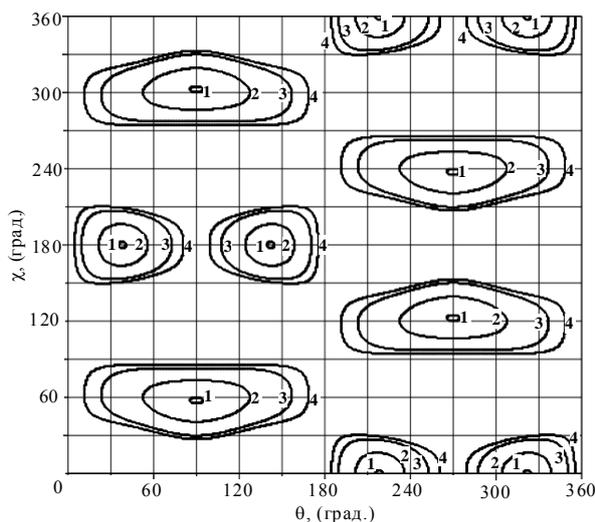


Рис. 3. Области углов θ и χ , для которых пространственный оптический солитон существует в плоскости $(\bar{1}10)$ кристалла $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ в электрическом поле E_0 . Области 1, 2, 3, и 4 рассчитаны для величины $E_0 = 3.97, 5, 10, 20$ кВ/см, соответственно

ственного оптического солитона в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$, подобны областям, представленным на рис. 3 для кристалла $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$. По существу, единственным различием является меньший порог электрического поля $E_{th} = 1.08$ кВ/см для $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ в сравнении с порогом для $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$. Причиной тому есть меньшее вращение плоскости поляризации световой волны в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ ($\rho = 6$ град/мм) по сравнению с кристаллом $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ ($\rho = 22$ град/мм).

На рис. 4 представлены огибающие пространственного оптического солитона в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ диагональной электрооптической конфигурации при различных величинах внешнего электрического поля. Как видно из рисунка, при граничной интенсивности $i_\infty = 100$ характер солитонной огибающей определяется величиной внешнего электрического поля E_0 . Так при величине E_0 равной пороговой ($E_0 = E_{th}$) в кристалле формируется темный солитон. При $E_0 > E_{th}$ в кристалле может быть сформирован как “серый” солитон с величиной $i_0 = 50 < i_\infty$ ($E_0 = 6.86$ кВ/см), так и солитон с величиной $i_0 \approx 180 > i_\infty$ ($E_0 = 9$ кВ/см). Случай $i_0 = i_\infty = 100$ реализуется при внешнем поле $E_0 = 7.88$ кВ/см, которому отвечает пространственно-однородное распределение световой интенсивности. Отметим, что солитоны с огибающими, представленными кривыми 1–4 на рис. 4, отвечают разрешенным областям первого типа, показанным на рис. 3. Светлый солитон, которому отвечает нулевое граничное условие $i_\infty = 0$, может быть сформирован при величине внешнего поля $E_0 > 7.88$ кВ/см. Огибающая

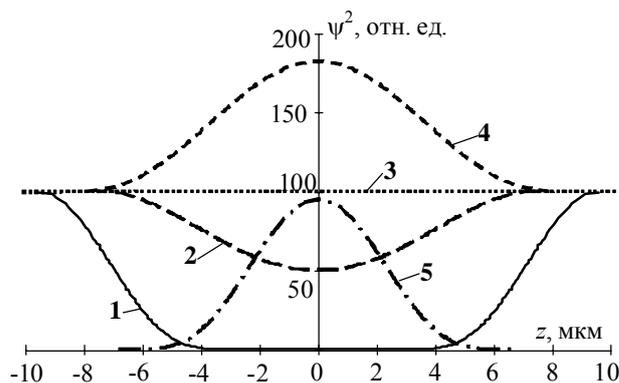


Рис. 4. Огибающие пространственного оптического солитона в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ диагональной электрооптической конфигурации при различных величинах внешнего электрического поля: 1 – 3.975 кВ/см; 2 – 6.86 кВ/см; 3 – 7.88 кВ/см; 4 – 9 кВ/см; 5 – 30 кВ/см

такого солитона представлена на рис. 4 кривой 5 для поля $E_0 = 30$ кВ/см.

Отметим, что пространственный оптический солитон произвольного типа может быть сформирован в кристаллах $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ и в случаях, которые отличаются от рассмотренных выше. Тестом, показывающим возможность такой реализации для этих, отличных от рассмотренных, случаев является выполнение условия (13) или (14).

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в работе получены аналитические соотношения, позволяющие анализировать возможность формирования одномерных пространственных оптических солитонов в кубических гиротропных фоторефрактивных кристаллах группы симметрии 23 с приложенным постоянным электрическим полем при произвольной ориентации граней образца. При формировании в этих кристаллах солитонных световых пучков фоторефрактивный эффект приводит к выравниванию фазовых скоростей двух собственных оптических мод среды, обеспечивая существование в ней одной нелинейной оптической моды. При этом поляризация и показатель преломления такой моды согласованы с ее огибающей так, что диффракционная расходимость распространяющегося в кристалле светового пучка полностью компенсируется нелинейной рефракцией. Показано, что такой солитонный световой пучок может быть сформирован только при специальных ориентациях направления распространения пучка и приложенного электрического поля относительно кристаллофизических осей, если величина электрического поля

превышает пороговое значение. Для светлых солитонов пороговое электрическое поле выше, чем для темных и серых солитонов. При этом величина полевого порога для кристаллов $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$, обладающих меньшим удельным вращением плоскости поляризации, ниже, чем для кристаллов $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ с большим значением этого параметра. Показано, что величина внешнего электрического поля определяет тип солитонной огибающей при заданной граничной интенсивности света.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 09-02-99024-р_офи).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Gunter P., Huignard J.-P. Photorefractive materials and their applications. I // Topics in applied physics. Berlin–Heidelberg, 1988. Vol. 61.
2. Photorefractive crystals in coherent optical systems / P. Petrov, S.I. Stepanov, A.V. Khomenko // Springer. Heidelberg, 1992.
3. Observation of self-trapping of an optical beam due to the photorefractive effect / G.C. Duree, J.L. Jr. Shultz, G.J. Salamo, M. Segev, A. Yariv, B. Crosignani, P.D. Porto, E.J. Sharp, R.R. Neurgaonkar // Phys. Rev. Lett. 1993. Vol. 71, No. 4. P. 533-536.
4. Observation of dark photovoltaic spatial solitons / M. Taya, M.C. Bashaw, M.M. Fejer, M. Segev, G.C. Valley // Phys. Rev. A. 1995. Vol. 52, No. 4. P. 3095-3100.
5. Y junctions arising from dark-soliton propagation in photovoltaic media / M. Taya, M.C. Bashaw, M.M. Fejer, M. Segev, G.C. Valley // Opt. Lett. 1996. Vol. 21, No. 13. P. 943-945.
6. Waveguides induced by photorefractive screening solitons / M. Shih, Z. Chen, M. Mitchell, M. Segev, H. Lee, R.S. Feigelson, J.P. Wilde // J. Opt. Soc. Am. B. 1997. Vol. 14, No. 11. P. 3091-3101.
7. Steady-state symmetric three-wave forward interaction in a cubic photorefractive crystal in an ac external electric field / R.V. Litvinov, A.N. Werenickin, S.M. Shandarov // J. Opt. Soc. Am. B. 2001. Vol. 18. P. 21-31.
8. (1+1)-Dimension dark spatial solitons in photorefractive $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ crystal / M.D. Iturbe-Castillo, J.J. Sanchez-Mondragon, S. Stepanov, M.B. Klein, B.A. Wechsler // Opt. Commun. 1995. Vol. 118. P. 515-519.
9. Singh S.R. Christodoulides D.N. Effects of optical activity on photorefractive spatial solitons in a biased $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ crystal // J. Opt. Soc. Am. B. 1996. Vol. 13, No. 4. P. 719-724.
10. Effect of natural optical activity on the propagation of photorefractive solitons / W. Krolikowski, N. Akhmediev, D.R. Andersen, B. Luther-Davies // Opt. Commun. 1996. Vol. 132. P. 179-189.
11. High order dark spatial solitons in photorefractive $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ crystal / M.M. Mendez-Otero, M.D. Iturbe-Castillo, P. Rodriguez-Montero, E. Marti-Panameno // Opt. Commun. 2001. Vol. 193. P. 277-282.
12. Complete characterization of (2+1)D soliton formation in photorefractive crystals with strong optical activity / E. Fazio, W. Ramadan, M. Bertolotti, A. Petris, V.I. Vlad // J. Opt. A: Pure and Appl. Optics. 2003. Vol. 5. P. 119-123.
13. One-dimensional vector spatial soliton in photorefractive crystal with drift nonlinearity: formation conditions and some properties / C.M. Gomez, J.J. Sanchez-Mondragon, S. Stepanov, V.A. Vysloukh // Journal of modern optics. 1996. Vol. 43, No. 6. P. 1253-1260.
14. Steady-state spatial screening solitons in photorefractive materials with external applied field / M. Segev, G.C. Valley, B. Crosignani, P.D. Porto, A. Yariv // Phys. Rev. Lett. 1994. Vol. 73. P. 3211-3214.
15. Christodoulides D.N. Carvalho M.I. Bright, dark, and gray spatial soliton states in photorefractive media // J. Opt. Soc. Am. B. 1995. Vol. 12. P. 1628-1633.
16. Photorefractive screening solitons of high and low intensity / M. Segev, M. Shih, G.C. Valley // J. Opt. Soc. Am. B. 1996. Vol. 13. P. 706-718.
17. Photovoltaic spatial solitons / M. Segev, G.C. Valley, M.C. Bashaw, M. Taya, M.M. Fejer // J. Opt. Soc. Am. B. 1997. Vol. 14. P. 1772-1781.
18. Theory of photorefractive vectorial wave coupling in cubic crystals / B.I. Sturman, E.V. Podivilov, K.H. Ringhofer, E. Shamonina, V.P. Kamenov, E. Nippolainen, V.V. Prokofiev, A.A. Kamshilin // Phys. Rev. E. 1999. Vol. 60. P. 3332-3352.
19. Самовозбуждение взаимно обращенных световых волн в кубическом гиротропном фоторефрактивном кристалле с приложенным меандровым электрическим полем / P.B. Литвинов, С.А. Полковников, С.М. - Шандаров // Квант. электроника. 2001. Т. 31. № 2. С. 167–172.
20. Сиротин Ю.И., Шаскольская М.П. Основы кристаллофизики. М.: Наука, 1979. 639 с.

SPATIAL OPTICAL SOLITONS IN GYROTROPIC CRYSTALS OF SILLENITES UNDER AN DC FIELD

© 2011 A.A. Shibelgut, D.A. Konkin, R.V. Litvinov, E.V. Smirnov, Zh.E. Kappasov

Tomsk State University of Control Systems and Radioelectronics

An analysis of existence conditions of the (1+1) spatial optical solitons in the cubic gyrotropic photorefractive crystals under an DC field has performed. The analytical solution for the solitonic envelope, refractive index and polarization state has founded. Formation conditions of the spatial optical soliton in the (110)-plane of crystal of $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ with wavelength of light $\lambda = 633$ nm have determined and form dependence of its envelope from external field value has studied.

Keywords: photorefractive crystals, spatial optical solitons.

Alexander Shibelgut, Associate Research Fellow at the Radioelectronics and Information Protection Department. E-mail: Shibelgut@gmail.com.

Dmitry Konkin, Graduate Student at the Radioelectronics and Information Protection Department. E-mail: newline@mail.ru.
Rudolph Litvinov, Candidate of Physics and Mathematics, Associate Professor at the Radioelectronics and Information

Protection Department. E-mail: LitvinovRV@rzi.tusur.ru.

Evgeny Smirnov, Candidate of Physics and Mathematics, Associate Professor at the Radioelectronics and Information Protection Department. E-mail: onir2@main.tusur.ru.

Zhanat Kappasov, Student at the Radioelectronics and Information Protection Department. E-mail: kappasovzhe@gmail.com.