

Самовоздействие светового пучка в фоторефрактивном кристалле с приложенным знакопеременным электрическим полем при синхронной модуляции интенсивности

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

Рассмотрено распространение светового пучка в фоторефрактивном кристалле с приложенным к нему знакопеременным электрическим полем меандровой формы. Получено нелинейное уравнение для поля пространственного заряда, формирующегося в кристалле при наличии синхронной с приложенным напряжением модуляции интенсивности света. Теоретически установлено, что поле пространственного заряда имеет две составляющие, которые дают вклад в различные механизмы фотоотклика, обеспечивая самофокусировку и возникновение пространственных солитонов, а также самоискривление траектории. Найдены условия, при которых реализуется солитонный режим, и определены параметры, наиболее сильно влияющие на его реализацию.

Ключевые слова: фоторефрактивный кристалл, самовоздействие света, пространственный солитон.

Эффекты самовоздействия в фоторефрактивных кристаллах наблюдаются при малых интенсивностях световых пучков [1–5]. При дрейфовом механизме формирования фоторефрактивного отклика, когда к кристаллу прикладывается постоянное внешнее поле (локальная нелинейность), имеют место самофокусировка, самодефокусировка и возникновение пространственных солитонов [3, 4, 6–9]. Знакопеременное внешнее электрическое поле обычно используется для увеличения отклика кристаллов с малыми электрооптическими постоянными, таких как силлениты $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$, $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$, полупроводниковые соединения GaAs , InP , GaP и другие [10].

В этом случае формирующееся в среде распределение возмущений оптических свойств определяется градиентом интенсивности светового поля (нелокальная нелинейность), что приводит к эффективной перекачке энергии между составляющими пространственного спектра. Наиболее ярким проявлением самовоздействия света в среде с нелокальным откликом является самоискривление световых пучков [1, 7–9]. Однако при временной модуляции интенсивности света, синхронной с приложенным к кристаллу знакопеременным напряжением, наряду с нелокальной компонентой отклика появляется и локальная составляющая, обусловленная экранированием внешнего поля накапливающимся пространственным зарядом.

В работе [11] экспериментально продемонстрировано уменьшение дифракционной расходимости модулированного с частотой 50 Гц светового пучка в кристалле $\text{Ba}_2\text{NaNb}_5\text{O}_{15}$, к которому прикладывалось внешнее поле с такой же частотой, и отмечена возможность формирования солитонного режима.

В настоящей работе рассмотрено поле пространственного заряда, формирующегося в фоторефрактивном

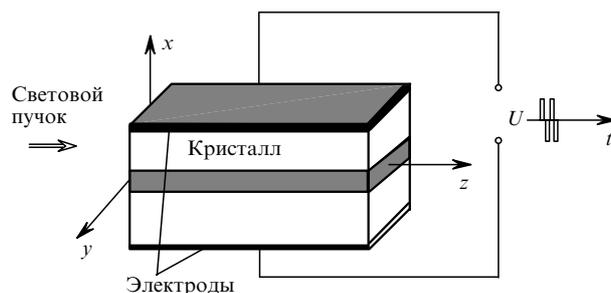


Рис.1. Конфигурация кристалла с приложенным меандровым напряжением $U(t)$.

кристалле с приложенным к нему электрическим напряжением меандровой формы, при распространении промодулированного синхронно с внешним полем светового пучка. Показано, что соотношение между локальной и нелокальной компонентами отклика определяется амплитудой внешнего поля и глубиной модуляции интенсивности. Рассмотрены условия, при которых в кристалле формируется светлый солитон.

Рассмотрим фоторефрактивный кристалл (рис.1), в котором вдоль оси z распространяется световой пучок с одномерным распределением интенсивности $I(x, t)$ на входной грани. Знакопеременное внешнее поле меандровой формы с амплитудой E_m и периодом T приложено к электродам вдоль оси x . Полагаем, что входное распределение интенсивности света для положительного и отрицательного полупериодов приложенного напряжения есть соответственно $I^+(x) = I(x)(1 + m)$ и $I^-(x) = I(x) \times (1 - m)$ (m – глубина модуляции интенсивности).

Фотовозбуждение носителей заряда под действием света и их перераспределение по примесным центрам во внешнем поле приводят к формированию поля пространственного заряда, имеющего преобладающую компоненту $E_x(x, z)$. Это поле вследствие линейного электрооптического эффекта изменяет показатель преломле-

ния кристалла на величину $\Delta n(x, z) \sim E_x(x, z)$ и обуславливает самовоздействие исходного светового пучка.

В кристалле с одним частично компенсированным фотоактивным центром и одним типом носителей поле пространственного заряда определяется известной системой уравнений [12]. Для внешнего поля с периодом, удовлетворяющим условиям $\tau_r \ll T \ll \tau_{di}$ (τ_r – время рекомбинации носителей заряда, τ_{di} – время максвелловской релаксации), поле $E_x(x, z)$ испытывает пренебрежимо малые осцилляции при переключении полярности внешнего напряжения. В этом случае можно воспользоваться методикой усреднения поля по периоду T [13, 14] и полагать, что пространственное распределение интенсивности в положительный и отрицательный полупериоды имеет одинаковый вид $\tilde{I}(x, z)$, изменяясь только по амплитуде:

$$I(x, z) = \tilde{I}(x, z)(1 \pm m). \quad (1)$$

Для случая, когда выполнено условие адиабатичности $\partial n/\partial t = 0$, при низкой интенсивности света ($n_e \ll N_a$, $SI \ll 1/\tau_r$) и в отсутствие насыщения ловушек ($\partial E_x/\partial x \ll eN_a/\epsilon$) мы получили уравнение для распределения поля пространственного заряда $\tilde{E}_{sc}(x, z)$, усредненного по периоду приложенного напряжения, в следующем виде:

$$\begin{aligned} L_d^2 \frac{d^2 \tilde{E}_{sc}}{dx^2} + \left[2 \frac{\tilde{E}_{sc} L_e}{E_m} + \frac{3L_d^2}{I_d + \tilde{I}} \frac{d\tilde{I}}{dx} \right] \frac{d\tilde{E}_{sc}}{dx} \\ - \left[1 - \frac{1}{I_d + \tilde{I}} \left(\frac{\tilde{E}_{sc} L_e}{E_m} \frac{d\tilde{I}}{dx} + 2L_d^2 \frac{d^2 \tilde{I}}{dx^2} \right) \right] \tilde{E}_{sc} \\ = \frac{E_m}{I_d + \tilde{I}} \left[m\tilde{I} + L_e \left(1 + \frac{L_d^2}{L_e} \right) \frac{d\tilde{I}}{dx} - \frac{L_d^4}{L_e} \frac{d^3 \tilde{I}}{dx^3} \right], \end{aligned} \quad (2)$$

где $L_e = \mu\tau_r E_m$ и $L_d = (k_B \Theta \mu\tau_r / e)^{1/2}$ – дрейфовая и диффузионная длины; μ и n_e – подвижность и концентрация носителей заряда; k_B – постоянная Больцмана; Θ – абсолютная температура; N_a – концентрация акцепторов; ϵ – статическая диэлектрическая проницаемость кристалла; e – элементарный электрический заряд; $I_d = \beta/S$ – «темновая» освещенность, определяемая скоростью термической ионизации доноров β и сечением их фотоионизации S .

В соответствии с полученным нелинейным уравнением (2) вклад диффузии в поле пространственного заряда определяется соотношением между диффузионной длиной и характерным масштабом b пространственной неоднородности светового поля. Для фоторефрактивных кристаллов с типичными значениями параметра $\mu\tau_r = 10^{-12} - 10^{-10}$ м²/В диффузионная длина L_d не превышает 1.6 мкм. Если поперечный размер светового пучка составляет более 15 мкм, то диффузией можно пренебречь и выразить \tilde{E}_{sc} в линейном приближении как сумму локальной и нелокальной компонент:

$$\tilde{E}_{sc} = -E_m \frac{m\tilde{I}}{I_d + \tilde{I}} - \frac{E_m L_e}{I_d + \tilde{I}} \frac{d\tilde{I}}{dx}. \quad (3)$$

Отметим, что вклад локальной компоненты в поле \tilde{E}_{sc} можно регулировать изменением глубины модуляции интенсивности, а величина нелокальной составляющей определяется отношением L_e/b .

Линейный электрооптический эффект обуславливает изменение показателя преломления кристалла в области распространения светового пучка:

$$\Delta n(x, z) = -\frac{n_0^3 r_{eff} \tilde{E}_{sc}}{2}, \quad (4)$$

где n_0 – показатель преломления невозмущенной среды; r_{eff} – эффективный электрооптический коэффициент. Для описания его эволюции воспользуемся стандартным укороченным волновым уравнением для комплексной амплитуды светового поля $A(x, z)$, записанным в параксиальном приближении:

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{i}{2k_0 n_0} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) A(x, z) = -ik_0 \Delta n A(x, z), \quad (5)$$

где $k_0 = 2\pi/\lambda$ – волновое число для вакуума. В линейном приближении, когда поле пространственного заряда определяется уравнением (3), введением нормированной амплитуды $U(x, z) = A(x, z)/\sqrt{I_d}$ уравнение (5) может быть представлено в виде

$$i \frac{\partial U}{\partial z} - \frac{1}{2k_0 n_0} \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} - \alpha \frac{|U|^2 U}{1 + |U|^2} - \gamma \frac{U}{1 + |U|^2} \frac{\partial |U|^2}{\partial x} = 0, \quad (6)$$

где $\alpha = \pi n_0^3 r_{eff} m E_m / \lambda$ характеризует локальную нелинейность среды, а $\gamma = \pi n_0^3 r_{eff} L_e E_m / \lambda$ – нелокальную нелинейность диффузионного типа [8]. Отметим, что в рассматриваемом случае, когда к кристаллу приложено знакопеременное поле и имеет место синхронная модуляция интенсивности входного пучка, локальная составляющая отклика имеет такой же характер, как и нелинейность фотovoltaического типа, подробно изученная в работах [8, 15].

В фоторефрактивных кристаллах с малыми дрейфовыми длинами ($L_e \ll b$) нелинейностью диффузионного типа можно пренебречь (полагая $\gamma = 0$) и рассмотреть решение солитонного вида

$$U(x, z) = u(x) \exp(-ivz), \quad (7)$$

где вещественная функция $u(x)$ задает распределение поля по поперечной координате, а положительная постоянная v характеризует нелинейный фазовый набег при распространении пучка вдоль оси z . Переход к безразмерной поперечной координате $\xi = (2k_0 n_0 v)^{1/2} x$ и параметру нелинейности $\delta = \alpha/v$ позволяет получить из (6) уравнение для $u(\xi)$

$$u'' - u + \delta \frac{u^3}{1 + u^2} = 0, \quad (8)$$

из которого может быть получено решение в виде светлого солитона [15].

Для реализации солитона с единичной амплитудой $A(0, z) = 1$ параметр нелинейности $\delta = \pi n_0^3 r_{eff} L_e E_m / \lambda v$ должен быть связан с «темновой» освещенностью соотношением

$$\delta = \frac{1}{1 - I_d \ln(1 + 1/I_d)}. \quad (9)$$

Следуя методике, изложенной в [15], мы провели численный расчет огибающей солитонного пучка $u(\xi)$ при $I_d = 10^{-2}$, $mE_m = 5$ кВ/см и $\lambda = 633$ нм для кристалла $Ba_2NaNb_5O_{15}$ с параметрами $n_0 = 2.221$, $r_{eff} = 48$ пм/В

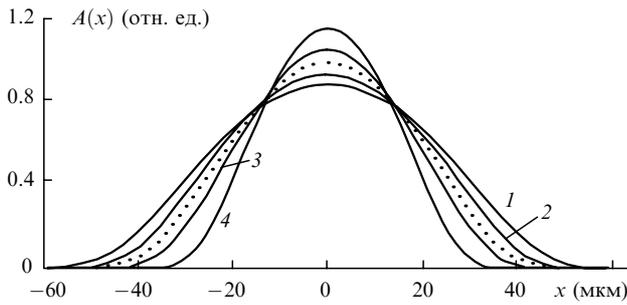


Рис.2. Распределение светового поля на входе (пунктирная кривая) и выходе (сплошные кривые) кристалла для «темновой» освещенности $I_d = 0.01$ и $\mu\tau_r = 10^{-15}$ м²/В при $mE_m = 3$ (1), 4 (2), 6 (3) и 8 кВ/см (4). При $mE_m = 5$ кВ/см выходное распределение совпадает со входным.

[16]. Из него была определена необходимая для реализации солитонного режима форма входного распределения $A(x, 0)$, представленная на рис.2, 4 пунктирными кривыми.

Для анализа влияния условий эксперимента на распространение светового пучка с таким входным распределением мы использовали волновое уравнение (5), которое решалось конечно-разностным методом по схеме Дугласа [17], и линейное приближение (3) для поля пространственного заряда. Сплошные кривые на рис.2 соответствуют выходному распределению светового поля в кристалле с малыми дрейфовыми длинами ($\mu\tau_r = 10^{-15}$ м²/В) размером 10 мм вдоль оси z . При идеальном соответствии выбранных параметров расчетным ($I_d = 10^{-2}$, $mE_m = 5$ кВ/см) выходное распределение практически точно соответствовало входному. Однако увеличение амплитуды прикладываемого к кристаллу поля E_m или глубины модуляции m приводило к самофокусировке исходного пучка, особенно заметной при $mE_m > 6$ кВ/см. Уменьшение параметра mE_m до 4 кВ/см (рис.2, кривая 2) достаточно для наблюдения недофокусировки пучка. Изменение «темновой» освещенности в небольших пределах также приводит к отклонению от солитонного режима.

На рис.3 показано входное световое поле в виде функции Гаусса с полушириной $x_0 = 11$ мкм (кривая 1), наиболее близкое к идеальному солитонному распределению $A(x, 0)$ (кривая 3), и поле на выходе кристалла (кри-

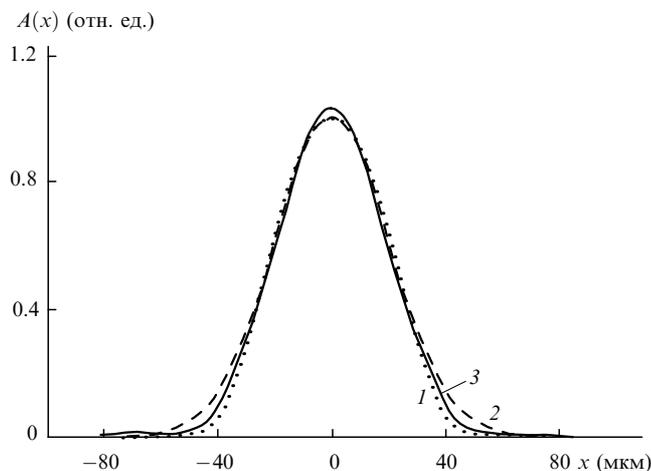


Рис.3. Распределение светового поля в виде функции Гаусса с протяжкой $x_0 = 11$ мкм на входе (1) и выходе (2) кристалла; кривая 3 соответствует солитонному профилю $A(x, 0)$ для $mE_m = 5$ кВ/см, $I_d = 0.01$ и $\mu\tau_r = 10^{-15}$ м²/В.

вая 2). Хотя расчетные кривые различаются, это вряд ли может быть замечено в экспериментах. Таким образом, на реализацию солитонного режима распространения светового пучка в кристалле $\text{Ba}_2\text{NaNb}_5\text{O}_{15}$ с малыми значениями $\mu\tau_r$ максимальное влияние оказывают параметры mE_m и I_d .

Результаты анализа влияния величины нелокальной компоненты отклика на распространение светового пучка с входным распределением, соответствующим пространственному солитону для $mE_m = 5$ кВ/см и $I_d = 10^{-2}$, представлены на рис. 4. Увеличение дрейфовой длины L_e до 0.5 мкм за счет увеличения $\mu\tau_r$ до 1×10^{-13} м²/В при $m = 1$ и $E_m = 5$ кВ/см не приводит к заметному искажению профиля пучка (рис.4, кривая 1). Однако траектория пучка искривляется, и выходное распределение сдвигается относительно его профиля в кристалле с чисто локальным откликом на расстояние ~ 3 мкм. Увеличение дрейфовой длины L_e до 1 мкм ($\mu\tau_r = 2 \times 10^{-12}$ м²/В) приводит к сдвигу пучка на 10 мкм и к искажению его профиля (рис.4, кривая 2). Правый склон становится более крутым, что вызывает увеличение нелокальной компоненты поля пространственного заряда в этой области и, в свою очередь, большее искажение формы пучка. В результате развивается самофокусировка и возникает модуляционная неустойчивость, подробно рассмотренная для отклика смешанного типа в работе [9].

Этот процесс развивается тем быстрее, чем больше дрейфовая длина (см. рис.4, кривая 3). В этом случае при $L_e = 1.5$ мкм из расчетов следует, что филаментация пучка начинается при $z > 8$ мм. Такие же результаты будут получены, если дрейфовую длину увеличивать за счет внешнего поля E_m , когда параметр $\mu\tau_r$ остается постоянным. Для кристалла с $\mu\tau_r = 5 \times 10^{-13}$ м²/В дрейфовая длина $L_e = 0.5$ мкм реализуется при $E_m = 10$ кВ/см. Характерно, что локальный фотоотклик при этом может оставаться неизменным вследствие уменьшения глубины модуляции.

Распад пучка на отдельные «нити» в случае смешанного отклика отчетливо виден при моделировании распространения света с «прямоугольным» профилем вида $A(x, 0) = \{\tanh[(a_0 - x)/x_0] + \tanh[(a_0 + x)/x_0]\}/2$, где a_0 – ширина пучка и x_0 – полуширина склона. На рис.5

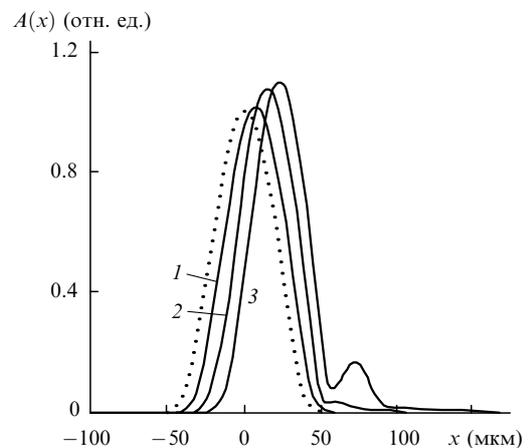


Рис.4. Распределение светового поля на входе (пунктирная кривая) и выходе (сплошные кривые) кристалла для $m = 1$, $E_m = 5$ кВ/см и «темновой» освещенности $I_d = 0.01$ при $\mu\tau_r = 10^{-12}$ (1), 2×10^{-12} (2) и 3×10^{-12} м²/В (3); при $\mu\tau_r < 10^{-14}$ м²/В выходное распределение совпадает со входным.



Рис.5. Распределение интенсивности светового пучка с «прямоугольным» профилем при распространении в кристалле длиной 15 мм вдоль оси z для $m = 0.5$, $E_m = 5$ кВ/см, $I_d = 0.01$ и $\mu\tau_r = 2 \times 10^{-12}$ м²/В. Масштаб по поперечной оси x увеличен в 14 раз.

представлена картина, характеризующая особенности распространения такого пучка при $a_0 = 120$ мкм, $x_0 = 20$ мкм, $mE_m = 5$ кВ/см, $I_d = 0.01$ и $\mu\tau_r = 2 \times 10^{-12}$ м²/В. Она показывает изменение интенсивности по сечению кристалла длиной 15 мм, причем для наглядности масштаб по поперечной оси x увеличен в 14 раз относительно продольной координаты z . Можно видеть, что в этом случае процесс модуляционной неустойчивости, начинающийся с концентрации энергии в дифракционном выбросе вблизи левого склона и приводящий к филаментации пучка, развивается при $z > 5$ мм.

Кристаллы силленитов $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ и $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ имеют на порядок меньшие электрооптические постоянные, чем $\text{Ba}_2\text{NaNb}_5\text{O}_{15}$. Однако изменение параметров светового распределения и амплитуды внешнего поля позволяет и для них наблюдать рассмотренные выше эффекты самовоздействия световых пучков.

Таким образом, для кристаллов типа $\text{Ba}_2\text{NaNb}_5\text{O}_{15}$ или силленитов подбором амплитуды прикладываемого

к ним внешнего меандрового поля, глубины синхронной модуляции интенсивности и параметров входного распределения света можно обеспечить режим распространения светлых пространственных солитонов.

С.М.Шандаров благодарен НК «ЮКОС» за финансовую поддержку.

1. Feinberg J.J. *J. Opt. Soc. Am.*, **72**, 46 (1982).
2. Segev M., Ophir Y., Fisher B. *Appl. Phys. Lett.*, **56**, 1086 (1990).
3. Duree G., Shultz J. L., Salamo G., Segev M., Yariv A., Crosignani B., Porto P., Sharp E., Neurgaonkar R. *Phys. Rev. Lett.*, **71**, 533 (1993).
4. Iturbe Castillo M.D., Marquez Aguilar P.A., Sanchez Mondragon J.J., Stepanov S., Vysloukh V. *Appl. Phys. Lett.*, **64**, 408 (1994).
5. Taya M., Bashaw M.C., Fejer M.M., Segev M., Valley G.C. *Phys. Rev. A*, **52**, 3095 (1995).
6. Segev M., Crosignani B., Yariv A., Fisher B. *Phys. Rev. Lett.*, **68**, 923 (1992).
7. Christodoulides D.N., Carvalho M.I. *Opt. Lett.*, **19**, 1714 (1994).
8. Jinsong L., Keqing L. *J. Opt. Soc. Am. B*, **16**, 550 (1999).
9. Выслоух В. А., Кутузов В., Петникова В.М., Шувалов В.В. *ЖЭТФ*, **111**, 705 (1997).
10. Петров М.П., Степанов С.И., Хоменко А.И. *Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике* (С.-Петербург, Наука, 1992).
11. Аникеев В.В., Большаков М.В., Кундикова Н.Д., Лобачев А.В., Наумова И.И. В сб. *Труды конференции «Фундаментальные проблемы оптики»* (С.-Петербург, 2000, с.130).
12. Kukhtarev N.V., Markov V.B., Odoulov S.G., Soskin M.S., Vinetskii V.L. *Ferroelectrics*, **22**, 949 (1979).
13. Stepanov S.I., Petrov M.P. *Opt. Commun.*, **53**, 292 (1985).
14. Shandarov S.M., Nazhestkina N.I., Kobozev O.V., Kamshilin A.A. *Appl. Phys. B*, **68**, 1007 (1999).
15. Valley G.C., Segev M., Crosignani B., Yariv A., Fejer M.M., Bashaw M.C. *Phys. Rev. A*, **50**, R4457 (1994).
16. Кузьминов Ю.С. *Сегнетоэлектрические кристаллы для управления лазерным излучением* (М., Наука, 1982, с. 110).
17. Sun L., Yip G.L. *Opt. Lett.*, **18**, 1229 (1993).