

СВЯЗАННЫЕ СОСТОЯНИЯ В ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЯЮЩИХ КРИСТАЛЛАХ С ПРИМЕСНЫМИ ДВУХУРОВНЕВЫМИ АТОМАМИ

М. Б. Белоненко¹, А. С. Сасов¹, А. В. Алпатов¹

¹Волгоградский институт бизнеса, Волгоград, Россия

mbelonenko@yandex.ru

PACS 78.20.Fm

Рассмотрена динамика взаимодействия электромагнитных импульсов в среде с примесными двухуровневыми атомами. Используя кинетические уравнения для средних значений операторов псевдоспина, расцепленные в приближении хаотических фаз, проведено численное исследование условий образования связанных состояний оптических импульсов и показана эволюция системы для различных параметров задачи. Проведена аналогия между полученными результатами и общеизвестными солитонными режимами.

Ключевые слова: связанные состояния, двулучепреломление, примеси, двухуровневые системы.

1. Введение

Развитие современной вычислительной техники, связанное с повышением быстродействия компьютеров, влечет за собой и развитие оптических систем как таких систем, в которых обработка информации может происходить с максимально возможной скоростью. Из этого с необходимостью следует актуальность построения таких полностью оптических приборов, в которых свет может быть использован для управления светом [1,2]. С другой стороны рост интереса к оптическим эффектам в нелинейной среде, возникающим при взаимодействии уединенных волн, стимулируется и успешными экспериментами, в которых получены устойчивые световые структуры, локализованные в пространстве (многомерные оптические солитоны). Важным направлением в теории взаимодействия уединенных оптических волн, особенно с точки зрения практических приложений, является исследование связанных состояний световых солитонов и изучение их устойчивости. Связанные состояния обычно появляются при взаимодействии оптических солитонов и представляют различные долгоживущие во времени структуры. В качестве широко известного выше упоминаемого состояния приведем так называемый бризер — солитонное связанное состояние, возникающее при взаимодействии оптических 2π -импульсов [3]. Отметим также, что в последнее время все больше возрастает теоретический и практический интерес к созданию устройств памяти на основе уединенных волн. Существует множество различных способов записи информации, таких как оптические, электрические, магнитные и т.д. В последние годы быстро развивается теория записи информации, представляемой в виде электромагнитных солитонов, которая является достаточно перспективной [4,5]. Особенно перспективно хранить информацию в виде аналогичном тому, в котором производится ее обработка. То есть, если для обработки используется оптическое устройство, управляющее светом при помощи света, то и информацию желательно хранить в виде аналога оптического солитона. Одним из способов сохранения параметров электромагнитного солитона, распространяющегося в среде, является локализация его в некотором пространстве, ограниченном со всех сторон потенциальными барьерами (стенками). В этом случае, если энергия

солитона меньше некоторого порогового значения (энергии потенциального барьера), то солитон не может выйти за пределы данного пространства. Такой способ локализации солитона в ячейке описан в [6]. Другим перспективным, на наш взгляд, способом сохранения состояния оптического импульса является получение связанных состояний путем взаимодействия двух электромагнитных импульсов в среде. В этом случае требуется найти такие параметры вещества и сигналов, при которых данный процесс будет возможен. В данной работе в качестве такого вещества предлагается использовать двулучепреломляющий кристалл с двухуровневыми примесями. Исследованию возможности записи информации в таких системах и посвящена данная работа. Отметим, что основные физические эффекты в аналогичных ситуациях исследовались многими авторами. Так эффект самоиндуцированной прозрачности в анизотропных средах исследовался в работах [7,8]. Эффекты связанные с учетом диполь-дипольного взаимодействия в работах [9,10], а особенности поведения самоиндуцированной прозрачности с учетом состояния поляризации в [11,12]. Вместе с тем, сразу отметим, что наш подход отличается от использованных в вышеперечисленных работах прежде всего отсутствием приближений типа «медленно меняющихся амплитуд и фаз» и «однонаправленного распространения». Также в работе при получении основных результатов не предполагалась малой величина диполь-дипольного взаимодействия.

2. Постановка задачи и основные уравнения

Рассмотрим примесную двухуровневую систему, находящуюся в двулучепреломляющем кристалле. Пусть расстояние между уровнями системы — Ω , энергия кулоновского взаимодействия между i -й и j -й примесными системами — J_{ij} . Воспользуемся псевдоспиновым формализмом, в котором оператор дипольного момента системы есть S^z , а оператор энергии — S^x (такой выбор связан с простотой учета диполь-дипольного взаимодействия). Тогда уравнения движения Гейзенберга для средних значений операторов псевдоспина, расцепленные в приближении хаотических фаз есть [7,8]:

$$\begin{cases} \langle \dot{S}^x \rangle = (J \langle S^z \rangle + \alpha E_1 + \beta E_2) \langle S^y \rangle, \\ \langle \dot{S}^y \rangle = \Omega \langle S^z \rangle - (J \langle S^z \rangle + \alpha E_1 + \beta E_2) \langle S^x \rangle, \\ \langle \dot{S}^z \rangle = -\Omega \langle S^y \rangle, \end{cases} \quad (1)$$

где $J = \sum_j J_{ij}$, E_1, E_2 — электрические поля электромагнитной волны, отличающиеся взаимно ортогональной поляризацией, α, β — удвоенные дипольные моменты нашей системы, возникающие в направлениях, совпадающих с направлениями E_1, E_2 . Учет диполь-дипольного взаимодействия [9,10] произведен здесь для полноты, и в случае малых концентраций примесных атомов его можно не учитывать. Взаимодействие электрического поля с примесной подсистемой выбрано в стандартном виде. Здесь необходимо отметить, как одна компонента псевдоспина может давать вклад в разнонаправленные (вплоть до взаимной ортогональности) компоненты поляризации. Простейшим примером таких систем могут служить сегнетоэлектрики с водородными связями, в которых положение протонов на водородных связях (которые и описываются эффективным псевдоспином $1/2$) однозначно связано со смещением тяжелых ионов. Вклад в поляризацию дают именно тяжелые ионы, которые могут смещаться в общем случае в направлении никак не связанном с положением протонов на водородных связях, описываемых псевдоспиновыми операторами. Отметим, что псевдоспиновый формализм является лишь эффективным и говорит только том, что у системы надо рассматривать два уровня энергии, ничего не говоря о конкретизации направления поляризации. Так, в частности, система уравнений (1) может быть

применена для рассмотрения примесей в сегнетоэлектрической матрице аналогичной по строению дигидрофосфату калия.

Данную систему необходимо решать совместно с уравнениями на компоненты электрического поля [11]:

$$\begin{aligned} (E_1)_{tt} - c_1^2 (E_1)_{\xi\xi} + 4\pi\alpha \langle S^z \rangle_{tt} &= 0, \\ (E_2)_{tt} - c_2^2 (E_2)_{\xi\xi} + 4\pi\beta \langle S^z \rangle_{tt} &= 0, \end{aligned} \quad (2)$$

где c_1, c_2 — скорости электромагнитных волн с поляризацией E_1, E_2 . Скорости c_1, c_2 учитывают свойства самого кристалла, в который помещены примеси, а последние слагаемые учитывают вклад поляризации от примесных подсистем. Отметим здесь, что наша модель имеет существенное ограничение, связанное с тем, что мы рассматриваем связь различных поляризационных компонент с одним и тем же переходом в примесном атоме. Понимая необходимость обобщения, мы не включаем более общий случай в нашу работу, считая, что он выходит за ее рамки.

Заметим, что решение системы уравнений (1,2) для волн одной поляризации неоднократно исследовалось в работах [12-15], где в различных приближениях были получены решения солитонного типа, как для огибающих волн, так и для случая ультракоротких оптических импульсов. Важное отличие данной работы состоит в том, что здесь рассматриваются волны имеющие поляризацию не одной компоненты, причем, в силу того, что кристалл двулучепреломляющий, компоненты поляризации распространяются с разной скоростью.

3. Основные результаты численных расчетов

Система уравнений (1,2) решалась численно с использованием явной численной схемы. Типичный результат приведен на рисунке 1. Контроль правильности вычислений проводился с учетом того, что система уравнений (1) допускает интеграл движения $\langle S^x \rangle^2 + \langle S^y \rangle^2 + \langle S^z \rangle^2 = const$.

Начальные условия задаются в виде гауссова импульса для одной из компонент поляризации электрического поля. Другая компонента — нулевая. Примесная система находится в равновесном состоянии. Граничные условия выбраны «прозрачными», т.е. пропускающими импульс электрического поля без отражения. Помимо контроля правильности численных расчетов при помощи существующих точных интегралов движения системы, дополнительный контроль правильности проводился путем сравнения с аналитическими и численными результатами авторов, отраженных, к примеру, в [18,19,26].

Отметим квазипериодический характер изменения поляризации примесной подсистемы и связанный с ним квазипериодический характер изменения компоненты поля E_1 , которое вследствие величины дипольного момента наиболее сильно связано с поляризацией. Часть энергии уходит в сопутствующее излучение. Компонента же поля E_2 распадается на два бегущих локализованных состояния (что и следует из симметрии задачи и начальных условий). Также имеются и изменения компоненты E_2 , но гораздо менее выраженные, обязанные своему существованию локализации поляризации. Если связь между полями E_1, E_2 и поляризацией положить одинаковой, то получим результат, представленный на рисунке 2.

Обратим внимание на то, что характерным масштабом времени в данной задаче выступает величина \hbar/Ω , которая соответствует временам примерно 10^{-13} с. На рисунках за единицу времени принята величина 10^{-12} с. Таким образом, теоретически обнаруженные нами состояния могут существовать на временах более чем в 100 раз превышающих характерное время задачи, а, следовательно, могут быть названы долгоживущими.

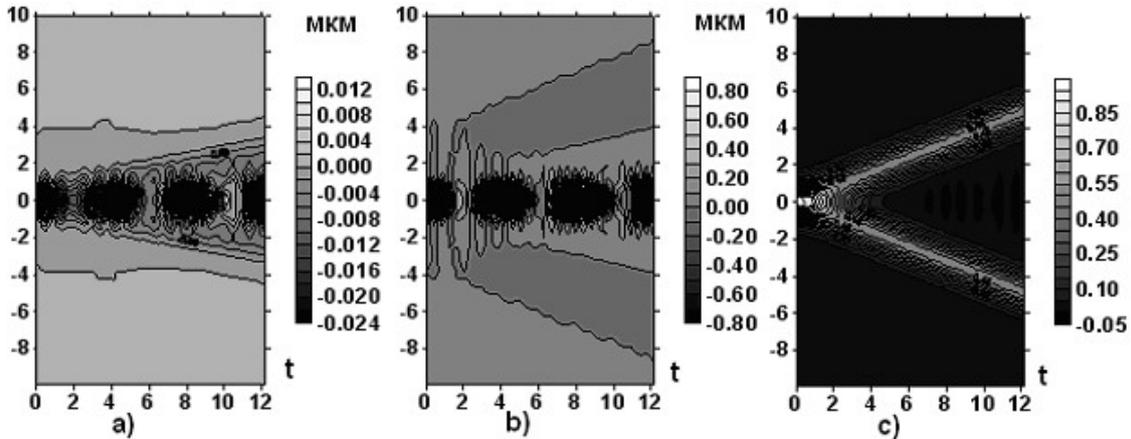


РИС. 1. Эволюция первоначального состояния поляризации. а) поляризация примесной подсистемы; б) компонента поля $E_1(c_1 > c_2)$; в) компонента поля E_2 . $\Omega = 0.4 \cdot 10^{-22}$ Дж; $J = 0.4 \cdot 10^{-22}$ Дж; $\alpha = 4.0 \cdot 10^{-29}$ Кл·м; $\beta = 0.8 \cdot 10^{-30}$ Кл·м. В шкале яркости — поляризация, нормированная на поляризацию насыщения.

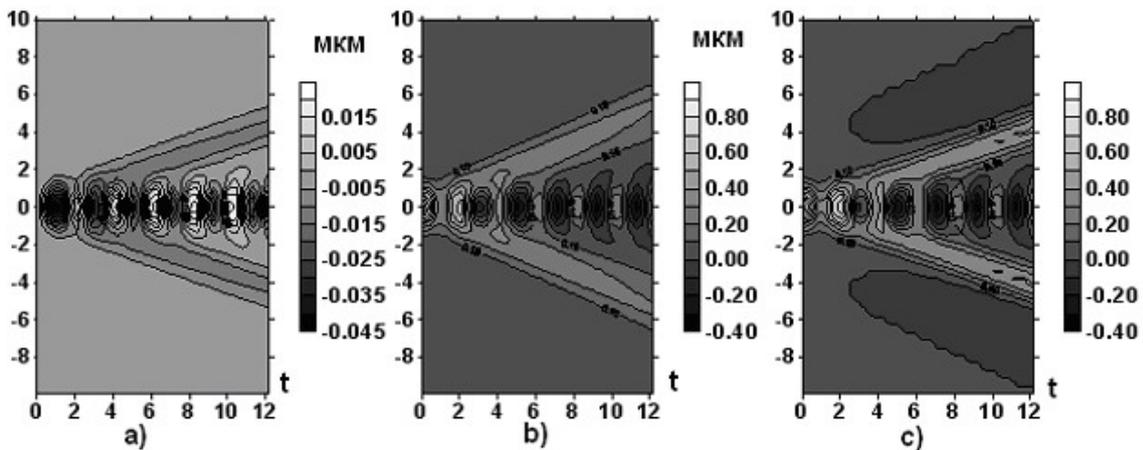


РИС. 2. Эволюция первоначального состояния поляризации. а) поляризация примесной подсистемы; б) компонента поля $E_1(c_1 > c_2)$; в) компонента поля E_2 . $\Omega = 0.4 \cdot 10^{-22}$ Дж; $J = 0.4 \cdot 10^{-22}$ Дж; $\alpha = 0.8 \cdot 10^{-29}$ Кл·м; $\beta = 0.8 \cdot 10^{-29}$ Кл·м. В шкале яркости — поляризация, нормированная на поляризацию насыщения.

Отметим, что при этом, помимо образования связанного состояния, значительно большая часть энергии уходит в излучение. В данном случае излучение при распаде «захватывает» часть поляризации и, помимо осциллирующего локализованного состояния, имеются бегущие локализованные состояния, скорости которых определяются скоростями электромагнитных волн различной поляризации. Отметим, что локализованное состояние резко стабилизируется при уменьшении константы диполь-дипольного взаимодействия между примесными подсистемами (рис. 3).

В противоположность этому увеличение величины Ω разрушает локализованное состояние и приводит к крайне нерегулярному отклику, в том числе и для поляризации.

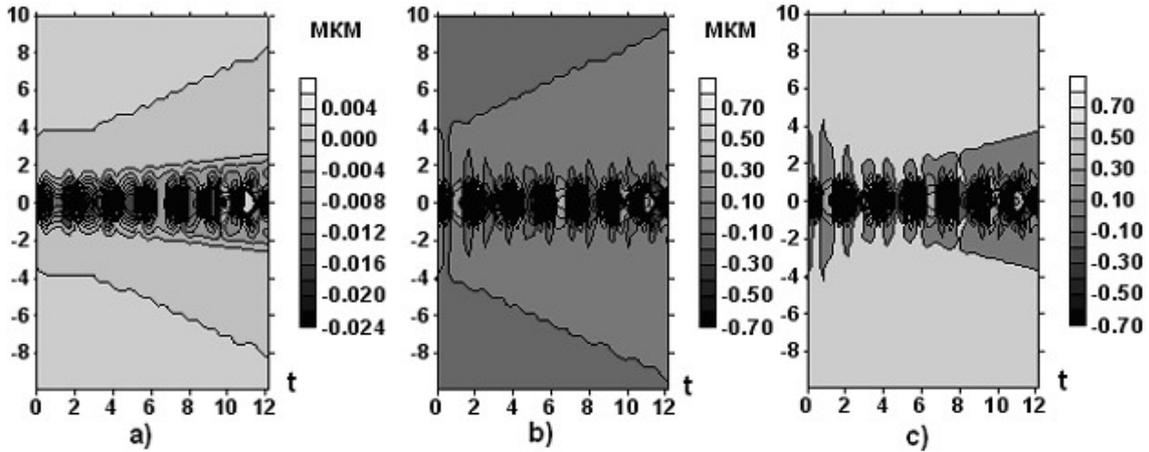


РИС. 3. Эволюция первоначального состояния поляризации. а) поляризация примесной подсистемы; б) компонента поля E_1 ($c_1 > c_2$); в) компонента поля E_2 . $\Omega = 0.4 \cdot 10^{-22}$ Дж; $J = 0.4 \cdot 10^{-25}$ Дж; $\alpha = 4.0 \cdot 10^{-29}$ Кл·м; $\beta = 4.0 \cdot 10^{-29}$ Кл·м. В шкале яркости — поляризация, нормированная на поляризацию насыщения.

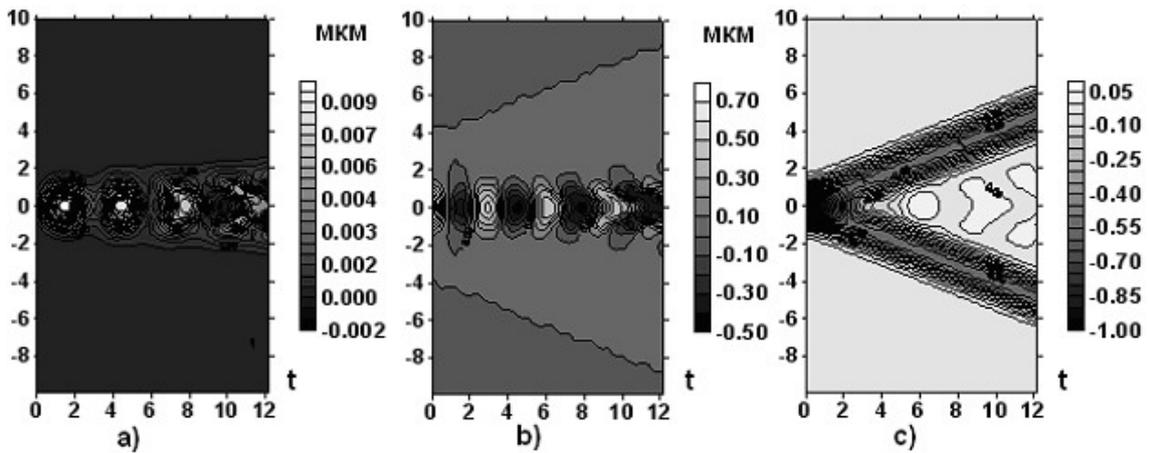


РИС. 4. Эволюция первоначального состояния поляризации. а) поляризация примесной подсистемы; б) компонента поля E_1 ($c_1 > c_2$); в) компонента поля E_2 . $\Omega = 0.4 \cdot 10^{-22}$ Дж; $J = 0.4 \cdot 10^{-22}$ Дж; $\alpha = 8.0 \cdot 10^{-29}$ Кл·м; $\beta = 0.8 \cdot 10^{-29}$ Кл·м. В шкале яркости — поляризация, нормированная на поляризацию насыщения.

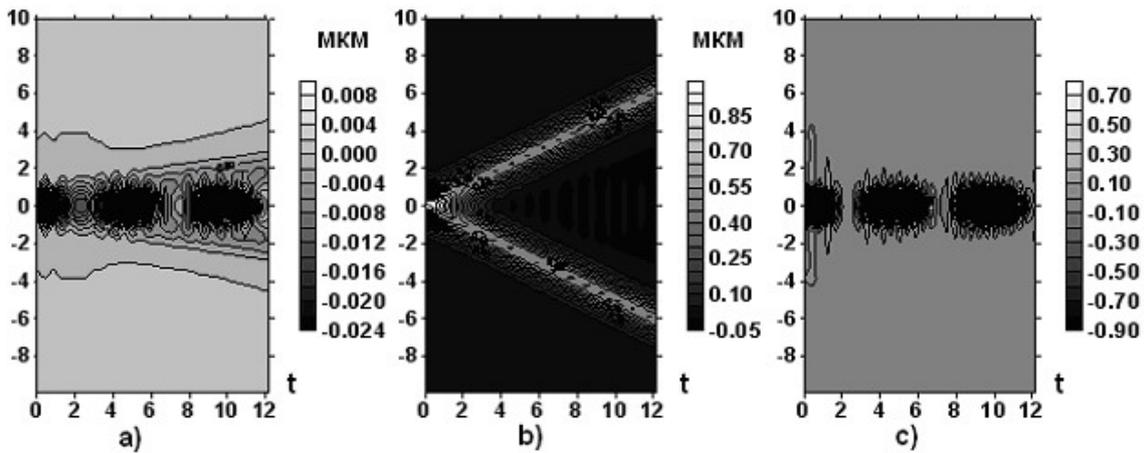


РИС. 5. Эволюция первоначального состояния поляризации. а) поляризация примесной подсистемы; б) компонента поля E_1 ($c_1 > c_2$); в) компонента поля E_2 . $\Omega = 0.4 \cdot 10^{-22}$ Дж; $J = 0.4 \cdot 10^{-22}$ Дж; $\alpha = 8.0 \cdot 10^{-30}$ Кл·м; $\beta = 4.0 \cdot 10^{-29}$ Кл·м. В шкале яркости – поляризация, нормированная на поляризацию насыщения.

Отметим, что все вышеперечисленные зависимости и выводы сохраняются и в случае, когда компоненты поля E_1, E_2 действуют на поляризацию примесной системы противоположным образом. Например, типичный случай динамики в случае противоположной полярности импульсов E_1, E_2 представлен на рисунке 4.

Также сохраняется и вывод о том, что происходит распад на два локализованных образования у той компоненты поля, которая наиболее слабо связана с примесной системой (рис. 5). Все это позволяет сделать вывод о том, что связанное состояние обязано своим существованием «сильной» примесной системе и одной из компонент электромагнитного поля.

Отметим, что само существование рассмотренных выше локализованных состояний не является удивительным фактом, если принять в рассмотрение то обстоятельство, что динамика примесной системы и одной компоненты электрического поля описывается в некоторых приближениях при помощи эффективного уравнения *sin-Gordon* [16], решения которого в виде бризеров и будут аналогами полученных нами численных решений. Подтверждением того факта, что полученные решения являются аналогами бризеров являются результаты, касающиеся изменения постоянных связи примесной системы и какой либо компоненты электрического поля (α, β). Здесь термин «бризер» используется для обозначения локализованных «осциллирующих» решений в системах, неинтегрируемых методом обратной задачи, существование которых, как и в нашем случае, вызвано взаимодействием с так называемыми «внутренними» модами. В нашем случае роль «внутренних мод» играют процессы в примесной подсистеме. Вместе с тем отметим, что полученные нами решения носят более нерегулярный характер, а та часть решения, что соответствует более слабо связанной компоненте, распространяется с периодическим изменением скорости (см. например рис. 4с). Подобное периодическое изменение скорости можно связать с обменом энергией между локализованным состоянием и нелокализованными модами. Отметим, что полностью аналогичный эффект был уже исследован в случае брэгговских солитонов самоиндуцированной прозрачности [16]. Такое поведение солитона самоиндуцированной

прозрачности, аналогичное поведению зумерона [17], связывается в [16] также с обменом энергией между солитоном и модами несолитонной части спектра. Зумерон, как и солитон, обладает устойчивостью при распространении и взаимодействии, но его скорость и амплитуда в процессе движения испытывают осцилляции. В данном случае мы связываем периодические изменения скорости нашего состояния с перекачкой энергии между импульсом, энергия которого сосредоточена в основном в электрическом поле, и примесной подсистемой. Данное поведение наблюдалось в широком диапазоне параметров, что свидетельствует о том, что данный режим является достаточно устойчивым.

4. Выводы

- (1) Установлено, что при взаимодействии электромагнитного импульса имеющего произвольную поляризацию в двулучепреломляющем кристалле с примесной подсистемой образуется связанное долгоживущее состояние солитонного типа. Данная динамика наблюдается в широком диапазоне начальных условий и параметров задачи, что делает возможным создание устройств памяти на основе оптических импульсов.
- (2) Выявлено, что существуют такие параметры задачи, при которых один из импульсов после взаимодействия испытывает периодические изменения скорости и ширины. Такой импульс напоминает широко исследуемый в последнее время зумерон [16,18,19]. Данное поведение возникает вследствие перекачки энергии между локализованным состоянием электромагнитного поля и примесной подсистемой.
- (3) Полученное связанное состояние напоминает хорошо известный бризер, возникающий в задачах самоиндуцированной прозрачности, которые, в свою очередь, могут быть получены из предельного случая рассматриваемой в работе системы [20].
- (4) Установлено, что увеличение диполь — дипольного взаимодействия в примесной подсистеме уменьшает время жизни локализованного состояния.

Литература

- [1] Гиббс Х. Оптическая бистабильность. Управление светом с помощью света. — Пер. с англ. Москва: Мир, 1988. — 520 с.
- [2] Розанов Н.Н., Ходова Г.В. // Оптика и спектроскопия. — 1986. — 61, 1. — 198.
- [3] Додд Р., Эйлбек Дж., Гиббон Дж., Моррис Х. Солитоны и нелинейные волновые уравнения. — Пер. с англ. Москва: Мир, 1988. — 694 с.
- [4] Tikhonenko V., Christou J., Luther-Davies B. Three dimensional bright spatial soliton collision and fusion in a saturable nonlinear medium // Phys. Rev. Let. — 1996. — 76, 15. — 2698-2702.
- [5] Kang J.U., Stegeman G.I., Aitchison J.S., Akhmediev N.N. Observation of Manakov spatial solitons in AlGaAs planar waveguides // Phys. Rev. Let. — 1996. — 76, 20. — 3699-3702.
- [6] Капля Е. В. Взаимодействие и локализация электромагнитных солитонов в окрестности слоев неоднородности в нанoeлектронных устройствах на основе полупроводниковых сверхрешеток. // Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. — Волгоград: Волгоградский Государственный Архитектурно-строительный Университет, 2004.
- [7] Агранович В.М., Адамашвили Г.Т., Рупасово В.И. Самоиндуцированная прозрачность анизотропных сред // ЖЭТФ. — 1981. — 80,5. — 1746-1756.
- [8] Steudel H., Zabolotskii A.A., Meinel R. Solitons for the rotating reduced Maxwell-Bloch equations with anisotropy // Phys. Rev. E. — 2005. — 72, 5. — 056608(1)-056608(7).
- [9] Смирнов А.В. Затухание солитонов в двухуровневых средах, связанное с диполь-дипольным взаимодействием резонансных центров // Квантовая электроника. — 1990. — 17, 11. — 1513-1517.
- [10] Белоненко М.Б., Кабаков В.В. Самоиндуцированная прозрачность в резонансной среде с диполь-дипольным взаимодействием // Оптика и спектроскопия. — 2000. — 88, 3. — 435-438.
- [11] Заболотский А.А. Самоиндуцированная прозрачность циркулярно поляризованных фемтосекундных импульсов // Письма в ЖЭТФ. — 2003. — 77, 9. — 558-562.

- [12] Steudel H. and Zabolotskii A.A. Solitons of the reduced Maxwell-Bloch equations for circularly polarized light // *J. Phys. A.* — 2004. — 37, 18. — 5047-5055.
- [13] Аллен Л., Эберли Дж. Оптический резонанс и двухуровневые атомы.—Москва: Мир, 1978. — 224 с.
- [14] Блинц Р., Жекш Б. Сегнетоэлектрики и антисегнетоэлектрики. — Москва: Мир, 1975. — 308 с.
- [15] Afanas'ev A.A., Vlasov R.A., Khasanov O.K., Smirnova T.V., Fedotova O.M. Coherent and incoherent solitons of self-induced transparency in dense, resonant media // *J. Opt. Soc. Am. B.* — 2002. — 19. — 911-919.
- [16] Sazonov S.V., Ustinov N.V. Optical transparency modes in anisotropic media // *SPIE Proceedings.* — 2006. — 6259. — 6259-12.
- [17] Лэм Дж. Л. Введение в теорию солитонов. — Пер. с англ. Москва: Мир, 1983. — 294 с.
- [18] Белоненко М.Б., Кабаков В.В. Динамика автолокализованных возбуждений в сегнетоэластиках с примесными двухуровневыми центрами // *Изв. РАН, Сер. физ.* — 1998. — 62,8. — 1497-1501.
- [19] Belonenko M.B., Kabakov V.V. The peculiarities of the self-induced transparency effect in ferroelectric medium // *Laser Physics.* — 1997. — 7, 6. — 1197-1201.
- [20] Сазонов С. В. Электромагнитные видеосолитоны и бризеры в сегнетоэлектрике типа KDP // *ФТТ.* — 1995. — 37, 6. — 1612-1622.
- [21] Сазонов С. В., Соболевский А. Ф. О нелинейном распространении предельно коротких импульсов в оптически одноосных средах // *ЖЭТФ.* — 2003. — 123, 6. — 1160-1178.
- [22] Манцызов Б. И. Оптический зумерон как результат биений внутренних мод брэгговского солитона // *Письма в ЖЭТФ.* — 2005. — 82, 5. — 284-289.
- [23] Калоджеро Ф., Дегасперис А. Спектральные преобразования и солитоны. — Пер. с англ. Москва: Мир, 1985. — 472 с.
- [24] Манцызов Б.И. Оптический зумерон // *Известия РАН, Сер. физ.* — 2005. — 69, 12. — 1789-1793.
- [25] Mantsyzov B.I., Keiichiro N. // *SPIE Proceedings.* — 1996. — 2798. — 2798-15.
- [26] Belonenko M.B., Sasov A.S. Effect of the ferroelectric environment on the dynamics of self-induced transparency in solitons // *Journal of Russian Laser Research.* — 2006. — 27,1. — 70-80.