

УДК 535.012

САМООГРАНИЧЕНИЕ СВЕТА В ПЛАНАРНЫХ ЯЧЕЙКАХ  
С НЕМАТИЧЕСКИМИ ЖИДКИМИ КРИСТАЛЛАМИ© 2002 г. М. Печianti, А. Де Росси, Г. Ассанто, А. Де Лука,  
К. Уметон, М. А. Карпирц, И. К. Коо

Поступила в редакцию 17.07.2000 г.

Линейно-поляризованное излучение аргонового лазера генерирует трехмерные пространственные солитоны в толстых планарных ячейках, содержащих предварительно ориентированный неокрашенный нематический жидкий кристалл, при приложении к ячейке внешнего электрического поля. Продемонстрировано самоограничение мощного светового пучка и волноводный эффект для слабого пучка гелий-неонового лазера той же поляризации при милливаттных мощностях и на длине в несколько миллиметров.

Интерес к исследованию пространственных солитонов, являющихся решением системы нелинейных уравнений с показателем преломления, зависящим от интенсивности, определяется их фундаментальным значением для физики в целом и, в частности, для оптики [1]. В последнее время рассматривается возможность их практического применения для переадресации сигналов в оптически-управляемых соединениях и переключателях, основанных на фоторефрактивных средах, а также средах с керровской и квадратичной нелинейностью [2]. После пионерских работ [3, 4] пространственное самоограничение света в окрашенных нематических жидких кристаллах (НЖК) исследовалось в капиллярах [5, 6] и в планарных ячейках с гомеотропно ориентированными НЖК [7]. Такое внимание к НЖК объясняется реориентационным характером их нелинейности, не зависящей от длины волны и на несколько порядков превышающей нелинейность в  $CS_2$  [8]. Последнее обстоятельство делает возможным наблюдение целого ряда явлений, несмотря на сравнительно большое время отклика НЖК [9]. Недостатком НЖК является конечность длины распространения, обусловленная процессами рассеяния и поглощения. В связи с этим в экспериментах по наблюдению самофокусировки и пространственных солитонов большое внимание уделялось снижению уровня мощности оптического излучения, определяемого переходом Фредерикса и уменьшению вклада в нелинейность тепловых эффектов. Так, например, в экспериментах по наблюдению филаментации при оптической мощности 10 Вт использовалось внешнее охлаждение [3], для увеличения нелинейно-оптического отклика применялось окрашивание [5], а в тонких гомеотропных НЖК-ячейках использовалась гибридная ( $TE/TM$ ) поляризация [7]. Тем не менее, само-

фокусировка наблюдалась во всех случаях на коротких расстояниях (сотни микрон) и очень часто при значительном влиянии термооптических эффектов [6]. Последние снижают поляризационную селективность несмотря на то, что их характерные времена ненамного превышают характерные времена реориентационного отклика. И, наконец, причиной деполяризации излучения в НЖК является жидкокристаллическая природа молекулярной среды с ее конечной вязкостью. Свой вклад вносит и начальная, плохо управляемая разориентация молекул в теоретически одно- или двучисленных кристаллах [9].

Для решения вышеозначенных проблем мы предлагаем применить новый подход к наблюдению полностью самоограниченных пространственных солитонов в толстых планарных НЖК ячейках: для снижения оптического поглощения и соответствующих температурных эффектов используются неокрашенные НЖК; приложение внешнего напряжения обеспечивает поворот молекул НЖК, что приводит к устранению порога, свойственного переходу Фредерикса, и снижению уровня мощности, необходимого для наблюдения нелинейных эффектов; толстая ячейка с планарной конфигурацией позволяет реализовать трехмерность солитонного решения; внимательное отношение к плоскости заведения позволяет избежать искажений поляризации возбуждающего поля. Применение неокрашенных НЖК дает возможность снизить оптическое поглощение и увеличить, тем самым, полезную длину распространения, которая остается ограниченной из-за потерь, связанных с рассеянием на примесях и неоднородностях показателя преломления (рэлеевское рассеяние). Таким образом, основной причиной ослабления оптического излучения становится рассеяние, а соответствующее снижение

вклада температурных эффектов дает возможность наблюдать чисто ориентационные эффекты. Прикладываемое напряжение заставляет молекулярные диполи НЖК отклоняться от своего первоначального положения, при котором диполи ориентированы вдоль стенок кюветы, а их оси ориентированы по направлению распространения оптического излучения. Если электрический вектор линейно поляризованного оптического поля перпендикулярен стенкам кюветы и направлению распространения, диполи НЖК также перпендикулярны ему, что и определяет пороговое реориентационное отклика. Соответствующий уровень оптической мощности (порог Фредерикса) может привести к нежелательным термооптическим явлениям. Внешнее (низкочастотное) поле приводит к отклонению вытянутых молекул НЖК на ненулевой (и не прямой) угол по отношению к направлению распространения света, что обуславливает устранение упомянутого порога и возможность использования низкоинтенсивного лазерного излучения (интенсивность не превышает  $50 \text{ Вт/см}^2$ ) [8, 9]. Планарная геометрия при толщинах ячейки, превышающих поперечный размер оптического луча, позволяет наблюдать образование трехмерных солитонных волн или самоволноводов, в то время как в тонкой ячейке “теряется” одна из плоскостных координат [7]. Кроме того, планарность геометрии упрощает применение однородного внешнего поля и ориентацию молекул НЖК относительно стенок ячейки. Использование входного окна из стекла с ориентирующими свойствами, близкими к свойствам стенок, обеспечивает четко выраженный переход ориентаций молекул НЖК к строгому упорядочению вдали от границ. Если вектор электрического поля световой волны колеблется в плоскости, задаваемой направлением распространения и нормалью к (верхней и нижней) границе ячейки, поле остается линейно поляризованным и перпендикулярным стеклянным стенкам.

При соответствующем упорядочении НЖК может рассматриваться как двулучепреломляющая среда с ориентацией, локально задаваемой единичным вектором или директором, пространственное распределение которого определяется силами упругости при заданных граничных условиях. Наш НЖК ведет себя как положительный одноосный кристалл, так что при распространении в нем линейно-поляризованного излучения возникает вращающий момент, стремящийся ориентировать директор параллельно электрическому полю волны. Предполагая равенство постоянных Франка  $K$  для растяжения, изгиба и кручения молекул и свободу вращения директора в плоскости  $x-z$ , задаваемой оптической осью и

вектором  $E$ -волны, можно записать уравнение для наклона директора  $\hat{\theta} = \theta(A) - \theta_n$  относительно его начальной ориентации  $\theta_n$

$$4K \left( \frac{\partial^2 \hat{\theta}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \hat{\theta}}{\partial y^2} \right) + \epsilon_0 \epsilon_a |A|^2 \sin 2(\hat{\theta} + \theta_n) = 0, \quad (1)$$

где  $A = A(z)$  – медленно меняющаяся амплитуда светового поля,  $x$  и  $y$  – поперечные координаты, а  $\epsilon_a = n_e^2 - n_o^2$  описывает линейное двулучепреломление. При приложении дополнительного низкочастотного поля в узкой области распространения излучения вследствие нелинейного взаимодействия происходит однородное изменение начального распределения:

$$\theta_n(z, V) = \theta_0(V) + [\theta_{\text{вх}} - \theta_0(V)] \exp(-z/\bar{z}). \quad (2)$$

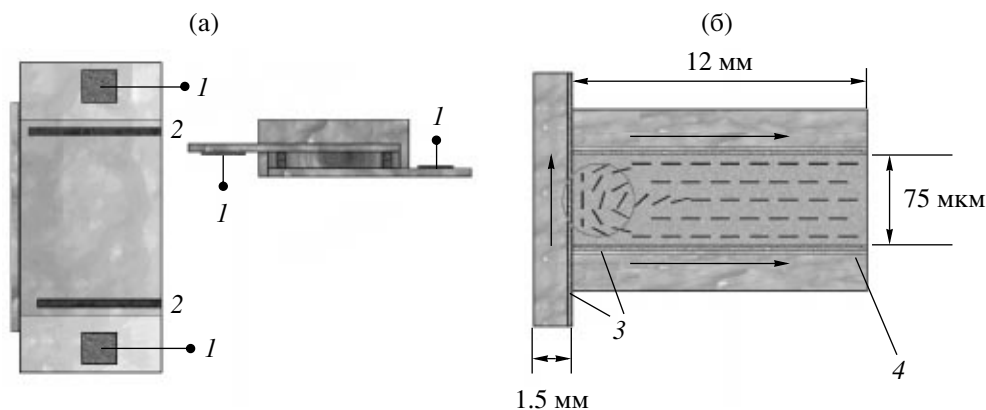
Здесь  $\theta_0(V)$  характеризует распределение во внешнем поле вдали от входной плоскости,  $\theta_{\text{вх}}$  – ориентация директора на входе при  $z = 0$ , а  $\bar{z}$  – длина релаксации, характеризующая область перехода от приграничной области к области стационарного распределения. Медленно меняющаяся амплитуда описывается уравнением [8, 10]:

$$2ik \frac{\partial A}{\partial z} + \left( \frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial y^2} \right) + k_0^2 \epsilon_a (\sin^2 \theta - \sin^2 \theta_n) A = 0, \quad (3)$$

где  $k = k_0 \sqrt{n_0^2 + \epsilon^2 \sin^2 \theta_n}$  – волновой вектор. Предположим для простоты при численном интегрировании, что волновой вектор не зависит от  $z$ , то есть  $k \approx k_0 \sqrt{n_0^2 + \epsilon^2 \sin^2 \theta_0}$ . Пусть  $\theta_0 = 0$  при отсутствии внешнего поля (идеальная планарная упорядоченность) и достигает предельного значения  $\pi/2$  при величине внешнего поля в несколько вольт (толщина ячейки порядка  $100 \text{ мкм}$ ) [9]. Эти приближения и модель (1)–(3) справедливы, если переориентации, связанные с действием светового поля, малы и излучение распространяется в узкой области, удаленной от границ ячейки. В условиях слабого поля изменения показателя преломления можно описывать при помощи модели, аналогичной керровской, с учетом углового распределения [9, 10]. При  $\theta_0 \ll \pi/2$  результирующая эквивалентная мощность самофокусировки  $P_{\text{сф}}$  значительно меньше, чем порог перехода Фредерикса  $P_{\text{Ф}}$  [8, 11]:

$$P_{\text{сф}} = \frac{\pi^2 P_{\text{Ф}}}{2\epsilon_a k^2 \sin^2 2\theta_0}. \quad (4)$$

Для экспериментальной проверки эффекта самоограничения мы изготовили планарную стек-



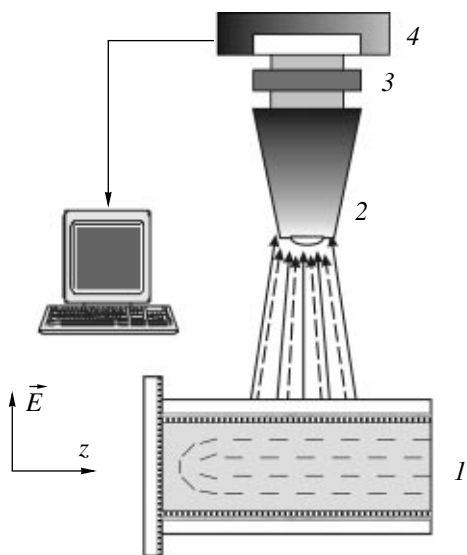
**Рис. 1.** Схема планарной ячейки с соответствующим образом ориентированным нематическим жидким кристаллом (а) и ее геометрические размеры (б). 1 – металлические электроды, 2 – майларовые прокладки, 3 – закрепляющая пленка двуокиси кремния, 4 – In-Sn-O электрод.

лянную ячейку толщиной 50...75 мкм (толщина устанавливалась при помощи майларовых прокладок). На стеклянные стенки ячейки наносили электроды из индия-оксида олова, а также слой двуокиси кремния, что обеспечивало закрепление молекул НЖК и ориентацию директора параллельно стенкам и вдоль направления распространения  $z$  (рис. 1). Использование синусоидального внешнего напряжения с частотой 1 кГц позволило избавиться от статических эффектов в ЖК. Входное окно ячейки закрывалось еще одной предварительно обработанной стеклянной подложкой (без электрода), задающей границу

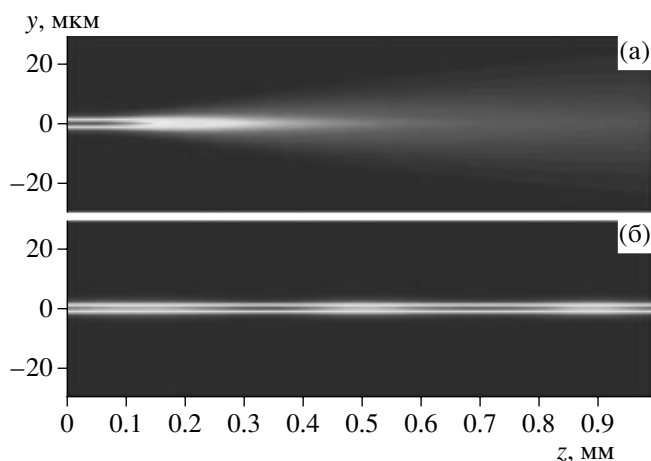
$z = 0$  при  $\theta_{\text{вх}} = \pi/2$ . После этого ячейку заполняли нематиком E7, в котором свет распространяется на сантиметровые расстояния. Излучение непрерывного аргонового лазера с длиной волны 514 нм коллимировалось при помощи стандартного объектива микроскопа с увеличением 20. Диаметр перетяжки не превышал 2.5 мкм. Соответствующим образом ослабленное излучение, поляризованное вдоль оси  $x$ , заводилось в НЖК ячейку на значительном расстоянии от верхней и нижней стенок кюветы.

Выходное окно ячейки стеклянной подложкой не закрывалось. Рассеянное в ячейке излучение собиралось при помощи микроскопа Leica и регистрировалось ПЗС камерой Silicon. Таким образом, становилась возможной визуализация эволюции светового пучка в плоскости  $y-z$  (рис. 2). Для более тщательного анализа рассеянного излучения применяли цветные и нейтральные светофильтры, а также анализаторы.

Нами была проведена проверка модели. Рассчитывалось поведение системы в отсутствие внешнего поля и при внешнем поле, вызывающем переориентацию директора ( $\theta_0 = \pi/4$ ). Численное интегрирование уравнений (1)–(3) проводилось для параметров серийно выпускаемого нематика E7,  $\theta_{\text{вх}} = \pi/2$  и гауссова пучка, поляризованного вдоль оси  $x$ , при варьировании его мощности и диаметра. Результаты расчетов представлены на рис. 3а и 3б (мощность на входе – 3.9 мВт, диаметр пучка – 3 мкм). Видно, что в первом случае (отсутствие внешнего поля) пучок дифрагирует, так как при мощности возбуждения, меньшей порога Фредерикса, не происходит сколько-нибудь заметной переориентации, а само распространение излучения является линейным (рис. 3а). При устранении порога происходит самофокусировка и распространение самоограниченного солитона в



**Рис. 2.** Схема экспериментальной установки. 1 – планарная ячейка, 2 – микроскоп, 3 – фильтр, 4 – ПЗС камера. Ячейка устанавливается с помощью трехпозиционного юстировочного столика. Входное излучение, поляризованное в плоскости  $xOy$ , коллимируется вдоль оси  $z$ .

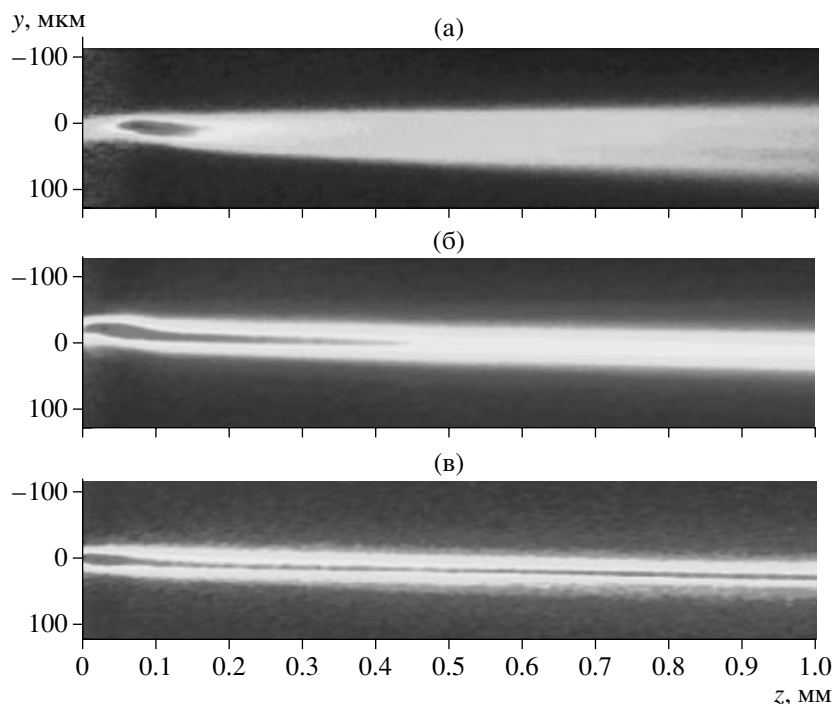


**Рис. 3.** Результаты численного расчета по модели (1)–(3) при  $\lambda = 514$  нм, диаметре пучка 3 мкм,  $\bar{z} \approx 40$  мкм, входной мощности 3.9 мкВт,  $K = 7 \times 10^{-7}$  Г см/с<sup>2</sup>,  $\epsilon_a = 0.2$ , нулевом ( $\theta_0 = 0$ ) (а) и ненулевом ( $\theta_0 = \pi/4$ ) напряжениях смещения (б).

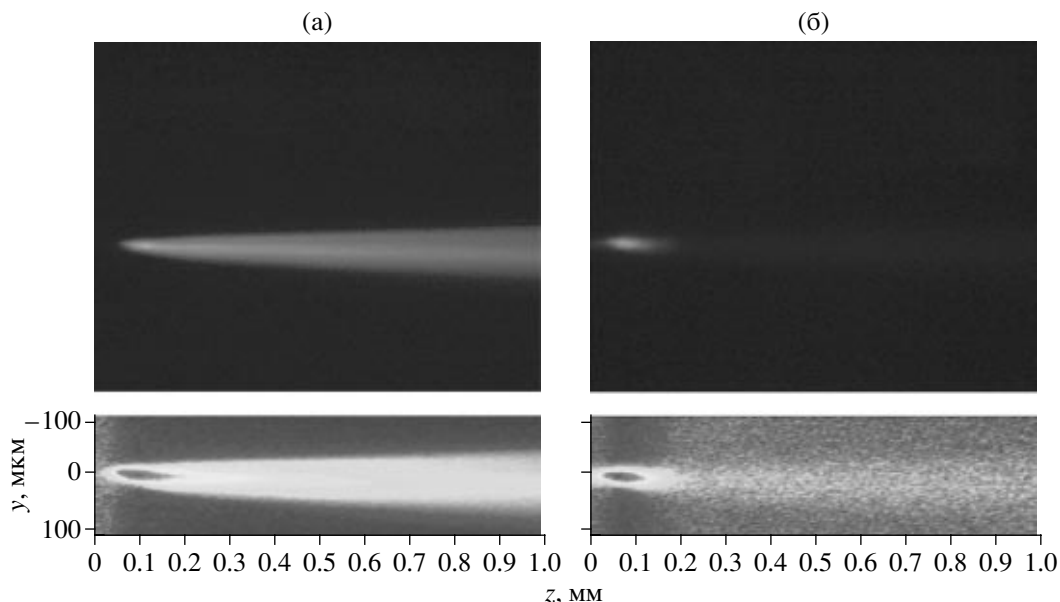
светоиндуцированной “яме” показателя преломления (рис. 2б). Мы представляем двумерные изображения, поэтому отметим, что в отличие от ситуации керровского (кубического) отклика [12] ограничение происходит по обеим поперечным координатам и отличается стабильностью, благо-

даря насыщающемуся характеру эквивалентной нелинейности.

На рис. 4 представлены результаты экспериментов, проведенных при следующих условиях: малая мощность (менее 100 мкВт), преобладает дифракция (рис. 4а); мощность 6.1 мВт, внешнее поле отсутствует, происходит самофокусировка, значительно ограничивающая расходимость пучка (рис. 4б); мощность 4.2 мВт, действующее значение приложенного напряжения 1 В, светоиндуцированная реориентация приводит к формированию самоограниченного пучка или пространственного солитона, с не зависящим от  $z$  поперечным распределением интенсивности (рис. 4в). Анализ интенсивности и поляризации света при внеплоскостном светорассеянии (рис. 5) показывает, что  $\bar{z} \approx 50$  мкм, потери при распространении составляют  $5 \text{ см}^{-1}$ , а полная расходимость –  $5^\circ$ . Последнее значение соответствует рэлеевскому расстоянию около 50 мкм. При мощности излучения 4.2 мВт через 40 с после приложения внешнего напряжения (1 В) происходит перестройка в приграничном слое ( $z = 0 \dots 50$  мкм), наблюдаются самоограничение пучка и его бездифракционное распространение (рис. 4в). В отличие от случая самофокусировки (рис. 4б) по полученным данным невозможно оценить дифракционную расходимость. С точностью до ошибки эксперимента



**Рис. 4.** Картина рассеяния поляризованного вдоль оси  $Ox$  излучения в НЖК-ячейке при: нулевом напряжении смещения и мощности излучения менее 0.1 мВт (а); нулевом напряжении смещения и мощности излучения 6.1 мВт (б); через 40 с после приложения напряжения смещения 1 В и мощности излучения 4.2 мВт (в).



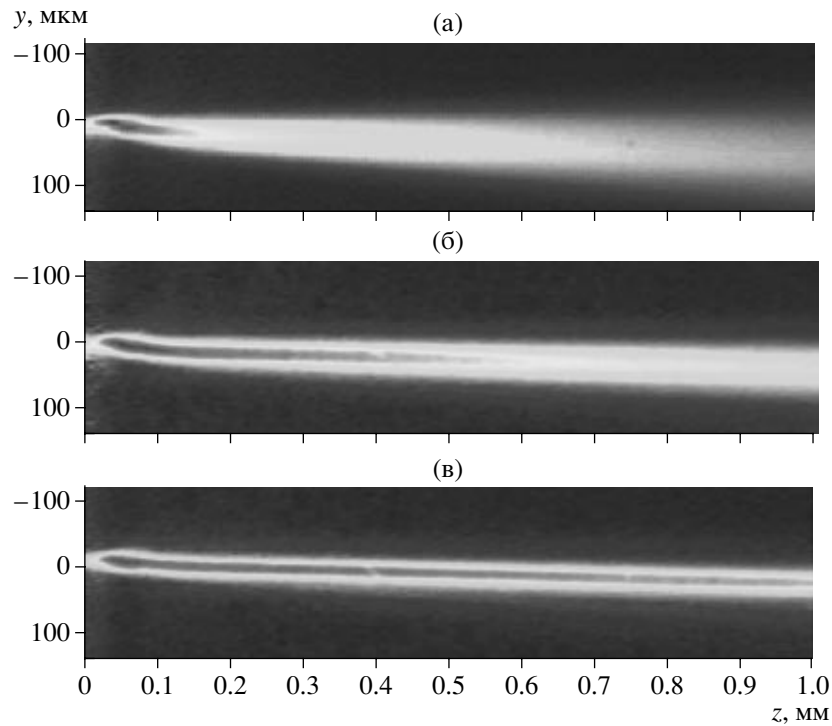
**Рис. 5.** Внеплоскостное рассеяние света и его поляризация:  $z$  – компонента (а),  $y$  – компонента (б). Из данного рисунка следует, что расстояние, на котором происходит переориентация директора  $\bar{z} \approx 50$  мкм.

такое поведение соответствует трехмерному солитону. Происходит распространение пучка без изменения диаметра на расстояния более 1.4 мм (ограничения длины распространения связаны с потерями).

Наши модельные представления и интерпретации основываются на переориентационной нелинейности. В связи с этим мы провели ряд проверочных экспериментов при различных входных (линейных) поляризациях, уровнях возбуждения и приложенных напряжениях. Результаты всегда согласовывались с модельными представлениями и интерпретациями. Так, например, при поляризации излучения вдоль оси  $y$  самофокусировка (но не солитон) наблюдалась при значительно более высоких уровнях мощности, при которых имели место тепловые эффекты, нестабильности и распад пучка. При использовании изначально сфокусированного или дефокусированного излучения в ячейке наводилась линза. При уменьшении напряжения смещения изменения ориентации директора оказывались недостаточными для соответствующей компенсации слабым оптическим возмущением. Обратим внимание на то обстоятельство, что даже электростатическое (низкочастотное) поле должно превышать соответствующий порог Фредерикса. При избыточно высоких напряжениях смещения (значительно более 1.5 В) происходит уменьшение времени отклика НЖК и насыщение процесса ориентации, что препятствует эффективному оптическому взаимодействию и образованию солитона.

Керровское изменение действительной части показателя преломления можно диагностировать при помощи другого (поляризованного) луча. Можно предположить, что пространственный солитон приведет к образованию “ямы” показателя преломления и соответствующему поперечному ограничению. Для проверки самого эффекта и возможности его практического использования мы провели эксперимент, используя в качестве дополнительного излучения гелий-неоновый лазер с длиной волны 633 мкм. Дополнительный пучок был коллинеарен пучку накачки и был поляризован вдоль оси  $x$ , то есть так же как пучок накачки. Экспериментальные результаты, показанные на рис. 6, получены при тех же параметрах, что и результаты, представленные на рис. 4. Поляризованное излучение гелий-неоновый лазер претерпевало изменения, соответствующие тем, которые происходили с излучением накачки. Наблюдались дифракционное расплывание пучка (рис. 6а), его фокусировка (рис. 6б) и волноводное распространение (рис. 6в) (ср. рис. 4а–4в). Последнее наблюдалось только для одинаково (по оси  $x$ ) поляризованных излучений зондирования и накачки и может служить подтверждением реориентационной (нетепловой) природы нелинейного отклика НЖК и формирования оптически-индуцированного (поляризационно-чувствительного) волноводного канала.

Поперечный размер поляризационно-чувствительных солитонов, возникающих благодаря реориентационному механизму, определяется разме-



**Рис. 6.** Картина рассеяния низкоинтенсивного излучения ( $<0.1$  мВт) излучения гелий-неонового лазера ( $\lambda = 633$  нм), сонаправленного излучению накачки и имеющего одинаковую с ним поляризацию, при: нулевом напряжении смещения и мощности накачки менее  $0.1$  мВт (а); нулевом напряжении смещения и мощности накачки  $6.1$  мВт (б); через  $40$  с после приложения напряжения смещения  $1$  В и мощности накачки  $4.2$  мВт (в).

ром пучка, упругими силами в НЖК и граничными условиями (ориентация молекул НЖК относительно подложки). Воздействие двух последних факторов таково, что ширина солитона конечна даже для лазерного пучка бесконечно малого диаметра. Однако, даже при очень малом диаметре пучка ширина солитона может изменяться под действием изменений температуры и толщины ячейки, которые влияют на взаимодействия молекул НЖК. Так, например, мы наблюдали уменьшение размера солитона в  $2...3$  раза при толщине кюветы  $50$  мкм, мощности накачки  $11$  мВт и при сохранении всех остальных параметров эксперимента.

Подводя итоги, отметим, что нами наблюдались трехмерные пространственные солитоны в планарно-ориентированном нематическом жидком кристалле при приложении к нему напряжения смещения. Будучи реориентационными по природе, солитоны образуются и распространяются при мощностях накачки в несколько милливольт на расстояния, превышающие дифракционную длину. Солитоны, распространяющиеся в НЖК, аналогичном по свойствам положительно одноосному кристаллу, являются поляризационно-чувствительными и способны обеспечить поперечное ограничение для длинноволнового

зондирующего пучка той же поляризации. Важно отметить, что рассматриваемая насыщающаяся нелинейность не является резонансной, поэтому наблюдаемые эффекты не зависят от длины волны и могут быть реализованы в ИК диапазоне ( $1.3-1.5$  мкм), используемом в системах оптической связи. Несмотря на сравнительно большое время отклика, рассматриваемые солитоны могли бы найти практическое применение в задачах оптического управления соединениями, где также могут быть с успехом реализованы пространственное переключение и полностью оптическая логика [13, 14].

Г. Ассанто выражает благодарность Н.В. Табирову, Г. И. Стегеману и М. Сегеву за полезные обсуждения.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Segev M., Stegeman G.I.* // *Phys. Today.* 1998. V. 51. № 8. P. 42.
2. *Beam Shaping and Control with Nonlinear Optics.* / Ed. by Kajzar F., Reinisch R. V. B369, N.Y.: Plenum Press, 1997.
3. *Braun E., Faucheux L., Libchaber A.* // *Phys. Rev. A.* 1993. V. 48. № 1. P. 611.
4. *Braun E., Faucheux L., Libchaber A. et al.* // *Europhys. Lett.* 1993. V. 23. № 4. P. 239.

5. Warengem M., Henninot J.F., Abbate G. // Opt. Expr. 1998. V. 2. № 12. P. 483.
6. Derrien F., Henninot J.F., Warengem M., Abbate G. // J. Optics A. 2000. V. 2. P. 332.
7. Karpierz A.M., Sierakowski M., Swillo M., Wolinski T. // Mol. Cryst. Liq. Cryst. V. 320. P. 157.
8. Tabyrian N.V., Sukhov A.V., Zel'dovich B.Y. // Mol. Cryst. Liq. Cryst. 1986. V. 136. P. 1.
9. Khoo I.C. Liquid Crystals: Physical Properties and Non-linear Optical Phenomena. N.Y.: Wiley, 1995.
10. Herman R.M., Serinko R.J. // Phys. Rev. A. 1979. V. 19. № 4. P. 1757.
11. McLaughlin D.W., Muraki D.J., Shelley M.J., Wang Z. // Physica D. 1996. V. 97. P. 471.
12. Kelley P.L. // Phys. Rev. Lett. 1965. V. 15. № 26. P. 1005.
13. Shi T.T., Chi S. // Opt. Lett. V. 15. № 15. P. 1123.
14. McLeod R., Wagner K., Blair S. // Phys. Rev. A. 1995. V. 52. № 4. P. 3254.