

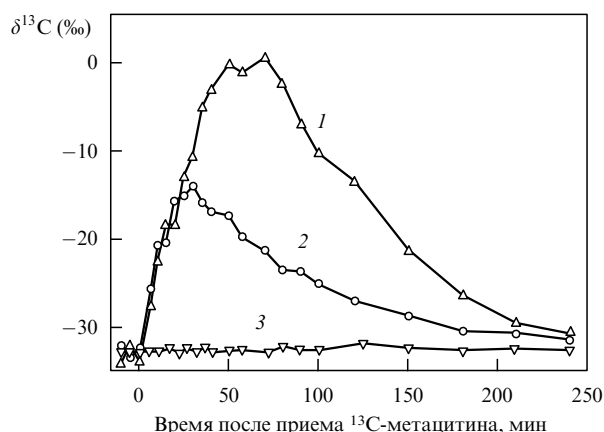


Рис. 4. Динамика изменений изотопического отношения углерода в выдыхаемом CO_2 при выполнении ^{13}C -метацитинового теста в отсутствии патологии печени (1), при недостаточности печени средней тяжести (2) и при развитии цирроза печени (3).

разработкой методов регистрации других эндогенно-образующихся газообразных объектов (H_2O_2 , CS_2 , CH_2O , CH_3OH , C_2H_6 , $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$ и др.), созданием многокомпонентных аналитических систем и расширением круга медицинских проблем, для решения которых могут быть применены предлагаемые методы.

PACS numbers: 42.50.Rh, **42.65.-k**, 42.65.Pc, 42.65.Vh

Диссипативные оптические солитоны

Н.Н. Розанов

Пространственные и временные оптические солитоны, т.е. световые пучки или импульсы, для которых вызванное дифракцией или дисперсией линейное расширение компенсируется нелинейной фокусировкой, служат ярким примером самоорганизации когерентного излучения и формирования частицеподобных структур поля. Не менее важен их потенциал для оптической обработки информации, поскольку солитоны представляют собой естественные единицы информации. Более полно изучены консервативные солитоны [1, 2], реализующиеся в прозрачных (с пренебрежимо малой диссипацией энергии) нелинейно-оптических средах. Существенно, что консервативные солитоны обладают сплошным спектром основных характеристик (например, максимальной интенсивности), так что под действием флуктуаций имеет место дрейф этих характеристик. Другой тип солитонов — автосолитоны, или диссипативные оптические солитоны (ДОС) — предсказан первоначально для широкоапертурных нелинейных интерферометров, возбуждаемых внешним излучением [3, 4], и для лазеров с насыщающимся поглощением [5, 6]. ДОС существенно отличаются от консервативных солитонов, прежде всего дискретностью спектра основных характеристик (энергетический баланс ДОС удовлетворяется только для дискретных значений максимальной интенсивности). Тем самым подавляется дрейф параметров солитонов под действием флуктуаций и достигается их особая устойчивость, что перспективно для ряда приложений. ДОС формируются жестким (пороговым) обра-

зом, для их существования не обязательна потеря устойчивости однородного распределения поля. По сравнению с неоптическими системами, в которых механизм пространственной связи определяется диффузией [7], в оптических схемах обычно доминирует дифракционный механизм поперечной связи с характерными дифракционными оцилляциями поля, что резко расширяет набор типов ДОС. Последовавшие за [3–6] теоретические и экспериментальные исследования расширили число систем, в которых могут реализовываться ДОС, и выявили их новые виды и свойства. В данном сообщении обобщаются полученные в этой области результаты (см. также обзор [8] и монографию [9]).

Для схем с безынерционной нелинейностью основным служит уравнение для медленно меняющейся огибающей поля E (используются безразмерные переменные):

$$\frac{\partial E}{\partial \varsigma} = (\delta + i)\Delta_d E + f(|E|^2)E + E_i. \quad (1)$$

Эволюционная переменная ς имеет смысл времени t для резонаторных и продольной координаты z для безрезонаторных схем, δ — эффективный коэффициент диффузии (приближение быстрой релаксации среды), оператор Лапласа Δ описывает дифракцию и дисперсию и в пространстве "поперечных координат" $\mathbf{r}$ обладает размерностью $d = 1, 2, 3$ (последний вариант реализуется для сплошной нелинейной среды с частотной дисперсией), f — комплексная функция интенсивности $I = |E|^2$, характеризующая нелинейность среды, включая усиление и поглощение, и E_i — амплитуда внешнего излучения.

Нелинейные интерферометры ($d = 1, 2$). Примером служит широкоапертурный интерферометр Фабри–Перо, заполненный нелинейной средой и возбуждаемый внешним излучением ($E_i \neq 0$). Форма поля ДОС находится аналитически для нелинейности порогового типа и численно для других типов нелинейности. ДОС характеризуются локальным выбросом интенсивности (в сторону больших или меньших значений для, соответственно, "светлых" и "темных" ДОС) на фоне постоянной интенсивности, отвечающей поперечно-однородному распределению. Внешнее излучение определяет частоту и фазу излучения в форме ДОС. ДОС могут существовать и в отсутствии бистабильности поперечно-однородных состояний [10]. Однако наиболее богат набор ДОС в условиях бистабильности. Тогда ДОС можно представить как сосуществование режима, отвечающего одной из ветвей однородных состояний и возбужденного на ограниченной части апертуры интерферометра, и режима, соответствующего другому состоянию, реализующемуся на остальной части апертуры (рис. 1). Конструктивна также интерпретация ДОС как связанного состояния волн переключения [10]. Из нее следует дискретность спектра одиночных ДОС, причем ДОС различаются шириной выброса интенсивности и числом оцилляций интенсивности (аналог квантового числа) в центральной области (рис. 1в). Аналогично, существуют комбинированные — "двух"- и "многочастичные" — ДОС с дискретным набором равновесных расстояний между составляющими одиночными ДОС. Симметричные комбинированные ДОС неподвижны, а асимметричные движутся в поперечном направлении.

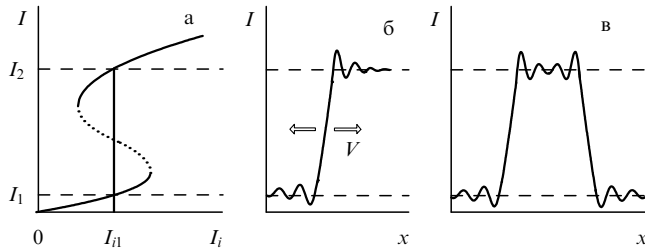


Рис. 1. Вариант интерпретации диссипативного солитона: (а) гистерезисная зависимость интенсивности выходного излучения I от интенсивности входного излучения I_i в приближении плоских волн, (б) профиль интенсивности для волны переключения, x — поперечная координата, скорость движения фронта v определяется интенсивностью I_i , (в) профиль интенсивности для диссипативного оптического солитона.

Области существования одиночных и комбинированных ДОС не совпадают, комбинированные ДОС существуют даже в определенном диапазоне интенсивности падающего излучения, где одиночные отсутствуют. С увеличением числа связанных ДОС спектр их параметров сужается и становится сплошным (зонным) для бесконечной цепочки ДОС. Это аналогично изменению спектра при переходе от атома к двух- и многоатомной молекуле и к цепочке атомов — модели твердого тела. При возбуждении интерферометра широким пучком ДОС возникают на стадии плавного уменьшения мощности.

Поляризованные ДОС описываются связанными уравнениями для $E_{1,2}$ — двух поляризационных компонент поля (для поперечно-одномерного магнитооптического интерферометра с электронной керровской нелинейностью [11]; аналогично описание двух- и трехчастот-

ных ДОС в интерферометрах с квадратичной нелинейностью):

$$\begin{aligned} i \frac{\partial E_1}{\partial t} + \frac{\partial^2 E_1}{\partial x^2} + 2(|E_1|^2 + 2|E_2|^2)E_1 - E_1 &= iE_{i1}, \\ i \frac{\partial E_2}{\partial t} + \frac{\partial^2 E_2}{\partial x^2} + 2(|E_2|^2 + 2|E_1|^2)E_2 + E_2 &= iE_{i2}. \end{aligned} \quad (2)$$

На рисунке 2 показаны поперечные профили этих амплитуд для двух типов ДОС ($|E_{i1}|^2 = |E_{i2}|^2$). Здесь ДОС существуют и при таких значениях интенсивности внешнего излучения, при которых бистабильность поперечно-однородных состояний отсутствует.

В реальной схеме имеются поперечные неоднородности интенсивности I_i и фазы Φ_i внешнего излучения, а также неоднородности потерь и оптической длины интерферометра. Если эти неоднородности крупномасштабные (по сравнению с шириной ДОС), то они приводят прежде всего к поперечному движению ДОС. Для малых и плавных неоднородностей такое движение описывается "Аристотелевым" (первого порядка) уравнением движения для координат $\mathbf{r}_0$ "центра тяжести" ДОС (для упрощения учтены только неоднородности внешнего излучения, среда безынерционна, $\delta = 0$ [12]):

$$\dot{\mathbf{r}}_0 = \alpha \text{grad } \Phi_i + \beta \text{grad } I_i. \quad (3)$$

Первый член в правой части (3) отвечает геометрическому сносу излучения при наклонном падении внешнего излучения (так называемая галилеева инвариантность), так что этот член описывает движение ДОС с поперечной скоростью, пропорциональной локальному наклону волнового фронта внешнего излучения. Движение под действием градиента интенсивности (второй член) естественно интерпретируется в модели ДОС как связанного

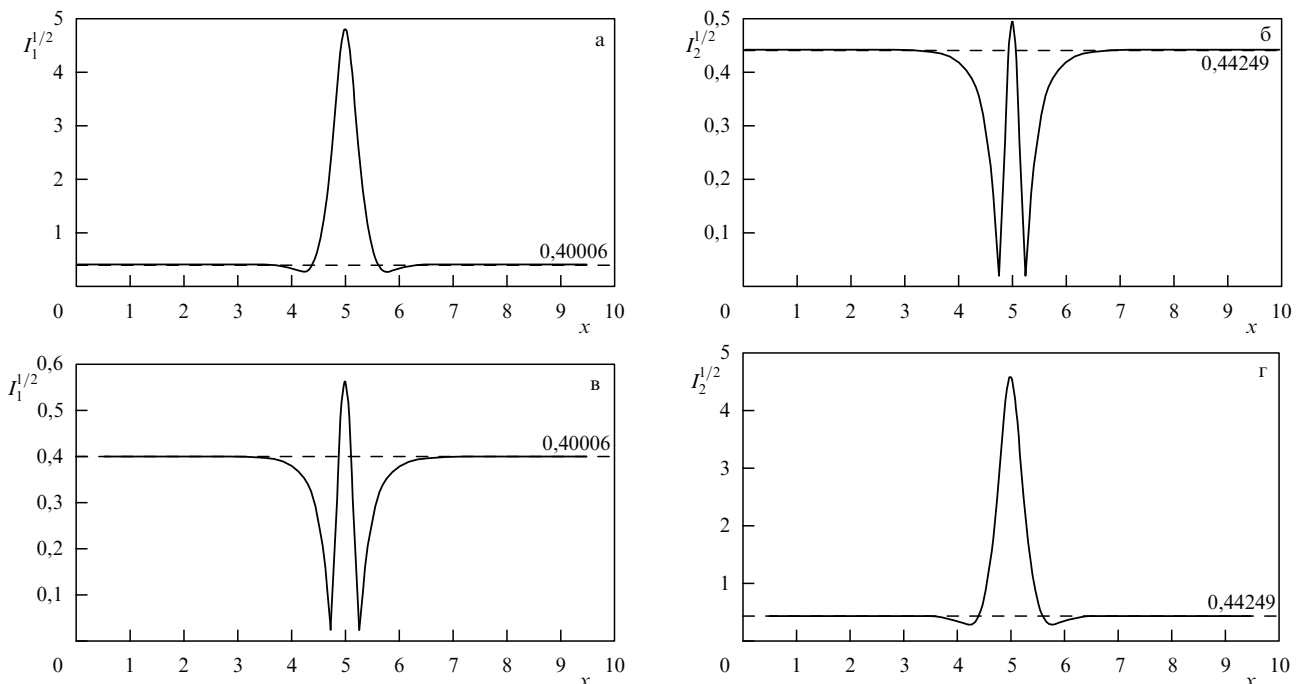


Рис. 2. Профили амплитуд $|E_1| = I_1^{1/2}$ (а, в) и $|E_2| = I_2^{1/2}$ (б, г) для первого (а, б) и второго (в, г) типов диссипативных магнитооптических солитонов.

состояния волн переключения, поскольку скорости этих волн различны из-за локального изменения интенсивности падающего излучения. При $\beta > 0$ согласно (3) ДОС втягивается в область максимальной интенсивности. Эффект двух видов неоднородности может взаимно компенсироваться. Так, в простейшей (одномерной) геометрии из (3) следует, что при наклонном падении пучка внешнего излучения ДОС неподвижен, если угол падения меньше критической величины. В двумерной геометрии при возбуждении интерферометра внешним излучением с дислокацией волнового фронта устанавливается вращение ДОС вокруг дислокации с постоянной угловой скоростью. Таким образом, искусственное введение поперечных неоднородностей предоставляет возможности контролировать расположение ДОС и управлять им. Использование этого обстоятельства позволило предложить схему многоканальной памяти на основе ДОС (экспериментально реализована в [13]), регистра сдвига и полного оптического сумматора [12].

Слой нелинейной среды с дополнительным зеркалом. В этой схеме внешний сигнал входит в упрощенное управляющее уравнение несколько иначе, чем в (1):

$$\frac{\partial E}{\partial \varsigma} = (\delta + i)\Delta_d E - E + f(|E|^2)E_i. \quad (4)$$

Тем не менее в схеме без неоднородностей для этого уравнения сохраняются те же свойства симметрии, что и для (1), а именно, трансляционная инвариантность, симметрия по отношению к изменению знака поперечных координат и галилеевская симметрия (при $\delta = 0$). Соответственно, аналогичны и основные свойства ДОС.

Лазерные системы. Ввиду наличия усиления внешний сигнал может отсутствовать (в уравнении (1) $E_i = 0$). К таким схемам относятся лазеры с насыщающимся поглощением ($d = 1, 2$), одномодовые световоды ($d = 1$), планарные волноводы ($d = 1, 2$) и сплошная среда ($d = 1, 2, 3$) с нелинейным усилением и поглощением и частотной дисперсией. Поле простейших (стационарных и симметричных) ДОС имеет вид $E = A(r) \exp(-i\alpha\varsigma)$, где $r = |\mathbf{r}|$ и α — сдвиг частоты излучения или фазовой скорости ($\alpha = 0$ для схем с внешним сигналом). Тогда из (1) для $A(r)$ следует обыкновенное дифференциальное уравнение с подлежащим определению собственным значением α . Порядок этого уравнения можно понизить, используя произвольность фазы поля. Математически ДОС представляют гомоклинические траектории — решения этого уравнения с выходом на однородное безгенерационное состояние $A = 0$ на периферии (вдали от центра) ДОС. Зависимость спектрального параметра α от коэффициента линейного усиления для фундаментальных ДОС различной размерности d представлена на рис. 3. Устойчивы и "возбужденные" ДОС, например, двумерные с дислокациями волнового фронта второго и высших порядков, а также асимметричные ДОС, вращающиеся с постоянной угловой скоростью [9].

Для лазера с поперечными неоднородностями уравнение (1) принимает вид ($\delta = 0$)

$$\frac{\partial E}{\partial \varsigma} = i\Delta_d E + [f(|E|^2) + \tilde{f}(|E|^2, \mathbf{r})]E, \quad d = 1, 2. \quad (5)$$

При этом $f' = \text{Re } \tilde{f}$ описывает неоднородности поглощения и усиления, а $f'' = \text{Im } \tilde{f}$ — оптического пути резона-

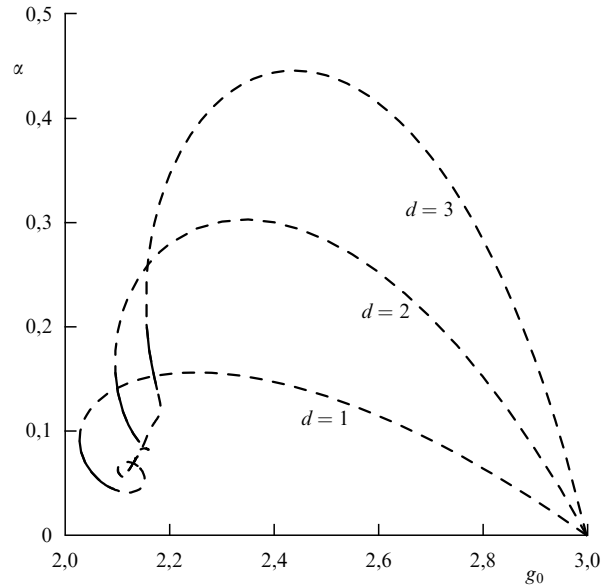


Рис. 3. Зависимость спектрального параметра α от коэффициента усиления g_0 для лазерных солитонов с геометрической размерностью d . Штриховые участки линий отвечают неустойчивым структурам.

тора. Параметры ДОС, включая кривизну профиля интенсивности q_I и волнового фронта q_{ph} , адиабатически следуют за характеристиками плавных неоднородностей. Тогда уравнение для центра тяжести ДОС приобретает форму (ср. с (3))

$$\ddot{\mathbf{r}}_0 = \mathbf{B}(\mathbf{r}_0) + (\dot{\mathbf{r}}_0, \nabla_d) \mathbf{D}(\mathbf{r}_0),$$

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}_0) = 2\nabla_d f'' - 2 \frac{q_{ph}}{q_I} \nabla_d f', \quad \mathbf{D}(\mathbf{r}_0) = \frac{1}{2q_I} \nabla_d f'. \quad (6)$$

Ввиду возможности движения ДОС с произвольной скоростью в однородной среде с безынерционной средой — это уравнение второго порядка ("Ньютонова механика") и в присутствии неоднородности потеря или усиления включает "трение". Наличие последнего делает возможным захват локализованной неоднородностью налетающего на нее ДОС. Примером резких неоднородностей в лазерной схеме может служить наличие краев зеркал резонатора. ДОС, приближающийся к краю с малой поперечной скоростью v ($v < c\lambda/w$, где c — скорость света, λ — длина волны и w — ширина ДОС), отражается от него и движется к центру резонатора с несколько меньшей скоростью. При отражении могут происходить и изменения самого типа ДОС.

Имеются разнообразные режимы взаимодействия ДОС как слабого, так и сильного [9]. Для безынерционных сред с галилеевской инвариантностью уравнения (1) характер взаимодействия существенно зависит от его длительности, определяемой в свою очередь относительной поперечной скоростью сближения сталкивающихся ДОС. При больших скоростях v ($v \gg w|\delta\epsilon|/\lambda$, где $\delta\epsilon$ — характерное значение нелинейной диэлектрической проницаемости) взаимодействие слабое и заметных искажений ДОС нет даже в случае их прохождения друг сквозь друга. При уменьшении скорости последовательно реализуются следующие режимы сильного взаимодействия. Первый отвечает рождению нового, дополнительного ДОС, так что после столкновения двух ДОС

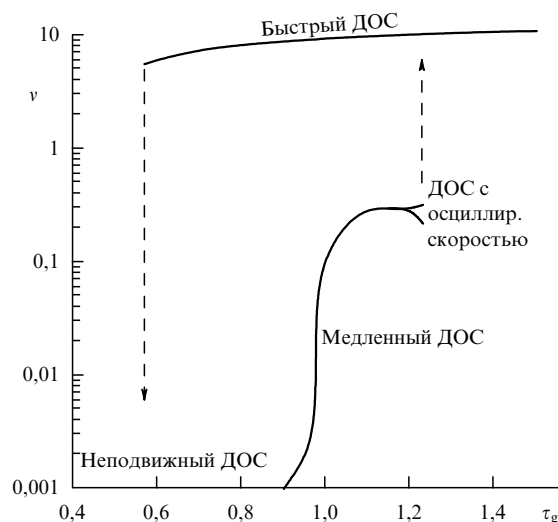


Рис. 4. Гистерезисная смена типов диссипативных оптических солитонов с поперечной скоростью v при плавном изменении времени релаксации усиления τ_g . При возрастании τ_g от малых значений устанавливается неподвижный солитон. При $\tau_g \approx 0,9$ он теряет устойчивость, трансформируясь в медленно движущийся солитон. Последний в свою очередь теряет устойчивость при $\tau_g \approx 1,2$, и вплоть до $\tau_g \approx 1,25$ реализуется солитон с осциллирующей скоростью и формой. Затем этот режим срывается и формируется быстрый солитон. При уменьшении τ_g срыв режима быстрых солитонов приводит к установлению неподвижного солитона.

устанавливаются три ДОС. Второй режим — слияние двух ДОС в один. При малых скоростях сближения два ДОС подходят друг к другу на некоторое минимальное расстояние, после чего отталкиваются. Устойчивы также связанные лазерные ДОС (противофазные и синфазные структуры, для последних существенно условие $\delta \neq 0$).

Для учета релаксации среды привлекаются дополнительно блоховские уравнения для матрицы плотности. При этом поперечная скорость движения уже не произвольна и симметрия управляющих уравнений по отношению к преобразованию Галилея нарушается. Это приводит к появлению новых типов ДОС. Так, в зависимости от параметров схемы устанавливаются неподвижные, "медленные" и "быстрые" ДОС, а также ДОС с осциллирующей скоростью поперечного движения и формой. При изменении параметров наблюдаются гистерезисные скачки между этими режимами (рис. 4). "Медленные" и "быстрые" ДОС отличаются не только скоростью (при фиксированных параметрах ее модуль фиксирован, а направление произвольно), но и шириной и пиковой интенсивностью. Можно интерпретировать "быстрый" ДОС как локальный движущийся по апертуре импульс модулированной добротности.

Многие из описанных выше разнообразных типов ДОС получены экспериментально: в схеме пространственно-временного модулятора с обратной связью и пространственной фильтрацией [13], в ячейке паров натрия в магнитном поле с зеркалом обратной связи

[14], в лазере с насыщающимся поглощением [15] и эквивалентной схеме с фоторефрактивными кристаллами [16] и в пассивных полупроводниковых интерферометрах на квантовых ямах [17]. Существенным требованием для практического использования ДОС для оптической обработки информации при имеющемся уровне развития электронных схем служит минимизация размеров ДОС. В последнее время удалось показать возможности формирования сверхузких (с шириной, меньшей длины волны излучения в линейной среде) консервативных пространственных солитонов — "оптических игл" [18]. Есть все основания считать, что возможна реализация аналогичных сверхузких ДОС.

Итак, предсказанные около 10 лет назад диссипативные оптические солитоны к настоящему времени получили надежное теоретическое описание и обнаружены в ряде экспериментов. Удивительно разнообразны типы таких солитонов: стационарных и пульсирующих; неподвижных, движущихся с постоянной и пульсирующей скоростью, вращающихся; с регулярным волновым фронтом и дислокациями высших порядков; скалярных и векторных, одно- и многочастотных; одиночных и связанных; одномерных, двумерных и трехмерных. Наиболее близки к приложениям для оптической обработки информации полупроводниковые интерферометры и лазеры на квантовых ямах и точках.

Описанные исследования выполнены совместно с Г.В. Ходовой, С.В. Федоровым, А.Г. Владимировым, Н.А. Калитеевским и Н.А. Веретеновым и поддерживаются грантами РФФИ № 98-02-18202, МНТЦ № 666 и ИНТАС 1997-581.

Список литературы

1. Захаров В Е и др. *Теория солитонов: метод обратной задачи рассеяния* (М.: Физматлит, 1980)
2. Дианов Е М, Мамышев П В, Прохоров А М *Квантовая электроника* **15** 5 (1988)
3. Розанов Н Н, Ходова Г В *Опт. и спект.* **65** 1375 (1988)
4. Rosanov N N, Fedorov A V, Khodova G V *Phys. Status Solidi B* **150** 545 (1988)
5. Розанов Н Н, Федоров С В *Опт. и спект.* **72** 1394 (1992)
6. Fedorov S V, Khodova G V, Rosanov N N *Proc. SPIE* **1840** 208 (1991)
7. Кернер Б С, Осипов В В *Автосолитоны* (М.: Физматлит, 1991)
8. Rosanov N N *Prog. Optics* **35** 1 (1996)
9. Розанов Н Н *Оптическая бистабильность и гистерезис в распределенных нелинейных системах* (М.: Физматлит, 1997)
10. Rosanov N N, Khodova G V *J. Opt. Soc. Am. B* **7** 1057 (1990)
11. Rosanov N N et al., in *Nonlinear Guided Waves and Their Applications*, Technical Digest (Dijon, France, 1999) p. 39
12. Rosanov N N *Proc. SPIE* **1840** 130 (1991).
13. Rakhmanov A N, Shmalhausen V I *Proc. SPIE* **2108** 428 (1993).
14. Schapers B et al., in *Control of Complex Behaviour in Optical Systems and Applications*, Technical Digest (Munster, Germany, 1999) p. 19
15. Taranenko V B, Staliunas K, Weiss C O *Phys. Rev. A* **56** 1582 (1997)
16. Saffman M, Montgomery D, Anderson D Z *Opt. Lett.* **19** 518 (1994)
17. Taranenko V B, Kuszelewicz R J, Weiss C O, in *Control of Complex Behaviour in Optical Systems and Applications*, Technical Digest (Munster, Germany, 1999) p. 79
18. Семенов В Е, Розанов Н Н, Высотина Н В *ЖЭТФ* **116** 458 (1999)