

ДИССИПАТИВНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ СОЛИТОНЫ

© 2009 г. Н. Н. Розанов, доктор физ.-мат. наук

Институт лазерной физики НПК “Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова”, Санкт-Петербург

E-mail: nrosanov@yahoo.com

Представлен обзор общих свойств диссипативных пространственных и временных оптических солитонов и схем их формирования. Приведена справка о первых публикациях по диссипативным оптическим солитонам, и анализируется современное состояние этих исследований.

Коды OCIS: 140.0140, 190.0190.

Поступила в редакцию 13.11.2008.

1. Введение

В данном обзоре рассмотрены основные типы локализованных структур света в системах с существенным притоком и оттоком энергии – диссипативных оптических солитонов – главным образом на основе работ, выполненных в Институте лазерной физики НПК “Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова”. В силу повышенной устойчивости эти солитоны представляют значительный прикладной интерес, в том числе применительно к обработке информации. К настоящему времени имеется большое число схем, в которых наблюдались или могут быть сформированы диссипативные оптические солитоны. Такие схемы приведены в разделе 3, но сначала сравним эти солитоны с консервативными и перечислим их основные свойства.

2. Свойства оптических солитонов

Оптические солитоны – устойчивые структуры света, локализованные вследствие баланса линейного расплывания и нелинейного сжатия в нелинейной среде [1] – делятся на два класса. Консервативные солитоны реализуются в прозрачных средах, в которых потери излучения пренебрежимо малы, приток энергии отсутствует и локализация является следствием баланса линейного расплывания (дифракции для пучка и/или дисперсии для импульса) и нелинейной фокусировки (рис. 1а). Оптические диссипативные солитоны (автосолитоны) также являются устойчивыми структурами света, но локализованными вследствие баланса притока и оттока энергии в нелинейной среде или системе

(рис. 1б) [2]. Эффект уравновешивания линейного расплывания нелинейной фокусировкой для диссипативных солитонов может как присутствовать, так и отсутствовать.

Консервативные и диссипативные солитоны, как существенно нелинейные волновые объекты, имеют как общие свойства, так и принципиальные отличия. В обоих случаях необходимо наличие оптической нелинейности – в линейном режиме исходный сгусток света расплывается. Консервативные солитоны составляют семейства с непрерывно меняющимся параметром, например, шириной солитона или его максимальной интенсивностью. Требование энергетического баланса для диссипативных солитонов накладывает дополнительное условие на их параметры,

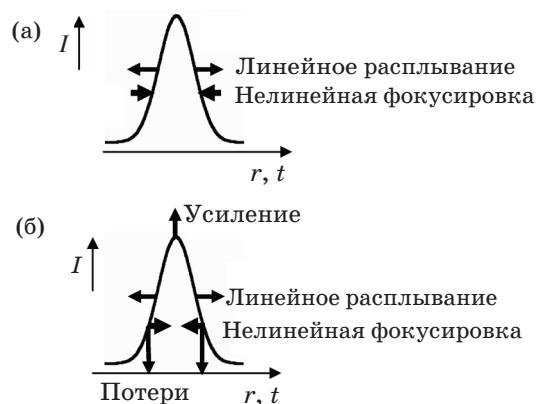


Рис. 1. Консервативный (а) и диссипативный (б) солитоны как баланс линейного расплывания и нелинейной фокусировки (а, б) и притока и оттока энергии (б). I – интенсивность, r и t – координата и время для пространственных и временных солитонов соответственно.

из-за чего набор основных параметров становится не сплошным, а дискретным. Это обстоятельство приводит к повышенной устойчивости диссипативных оптических солитонов, что делает их перспективными для различных приложений, в том числе для оптической обработки информации.

Солитоны могут быть пространственными (локализация в пространстве пучка непрерывного излучения), временными (локализация импульса по времени) и пространственно-временными (локализация и в пространстве, и по времени). Как консервативные, так и диссипативные солитоны характеризуются геометрической размерностью D . Под ней подразумевают число измерений, по которым ограничение достигается за счет нелинейных факторов, тогда как по остальным ($3 - D$) измерениям такое ограничение может достигаться неоднородностью линейных характеристик среды или системы, например показателя преломления. На рис. 2 приведены примеры временных (а), пространственных (б, в) и пространственно-временных (г) солитонов размерности $D = 1, 2, 3$.

Оптические солитоны могут быть когерентными и некогерентными. Приток энергии может быть реализован вводом в оптическую систему пучка непрерывного когерентного излучения (рис. 3а) либо некогерентным внешним сигналом или накачкой, приводящей к усилению излучения (рис. 3б). Для когерентных солитонов в первом случае внешний сигнал навязывает излучению частоту и фазу. Во втором случае общая фаза излучения произвольна (инвариантность к сдвигу фазы на постоянную величину).

В процессе эволюции солитонов возможно установление их постоянной формы либо периодические, квазипериодические или даже хаотические пульсации (при сохранении локализации). Для когерентных оптических солитонов характерны высокочастотные (с оптической частотой) осцилляции компонентов электрической напряженности при неизменности огибающей (солитоны огибающей, рис. 4а). Но даже для оптических когерентных солитонов возможны предельно короткие (с длительностью порядка обратной средней частоты излучения) или предельно узкие (с шириной порядка средней длины волны излучения и менее) солитоны (рис. 4б).

Первоначально под солитонами понимались локализованные структуры в пространственно однородной (по D измерениям) неограниченной нелинейной среде. При этом имеет место трансляционная инвариантность к сдвигу по этим D

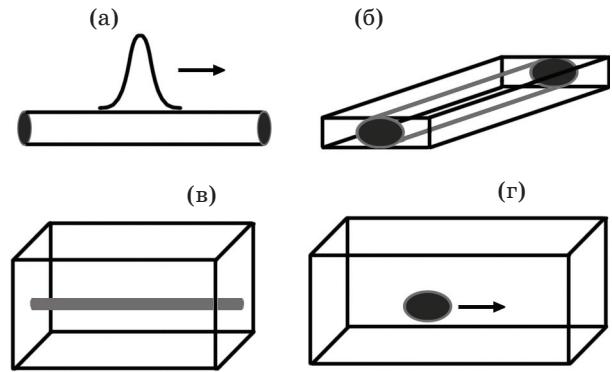


Рис. 2. Примеры временных (а), пространственных (б, в) и пространственно-временных (г) солитонов. а – нелинейный одномодовый световод, б – планарный нелинейный волновод, в, г – объемная нелинейная среда. Размерность солитона $D = 1$ (а, б), 2 (в) и 3 (г).

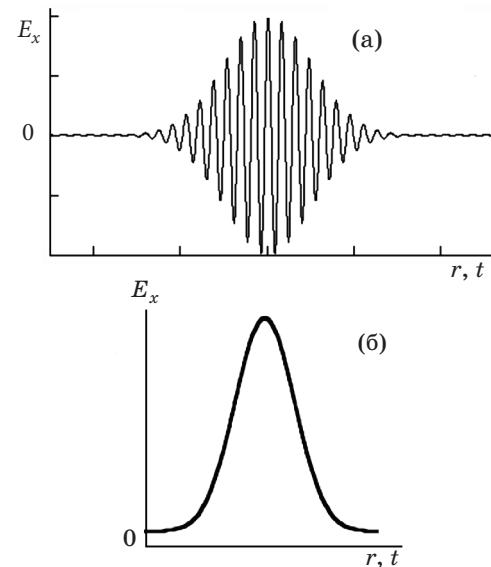
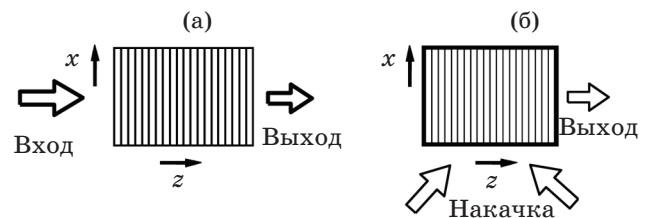


Рис. 4. Солитон огибающей (а) и предельно короткий или узкий солитон (б). E_x – x -компонент электрической напряженности.

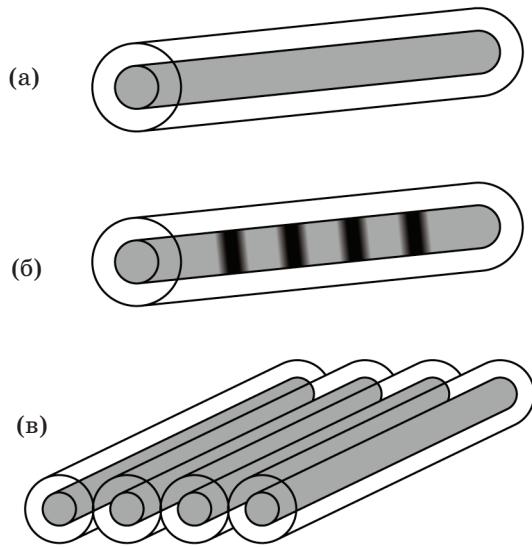


Рис. 5. Световодные схемы для формирования одномерных солитонов. а – одномодовый световод с нелинейной сердцевиной (выделена темным цветом), в схеме формируются временные солитоны; б – одномодовый световод с нелинейной сердцевиной и брэгговской решеткой (продольная модуляция показателя преломления изображена насыщенностю цвета), возможно формирование неподвижных и движущихся солитонов; в – набор слабо связанных одномодовых нелинейных световодов, в котором возможно формирование дискретных солитонов.

координатам на произвольную величину. Однако сейчас в литературе наметилась тенденция к расширению определения солитонов, когда допускается неоднородность среды того или иного вида (обычно периодическая, см. рис. 5). Конечно, сохраняется требование того, чтобы причиной локализации света была оптическая нелинейность среды.

Еще одно терминологическое замечание относится к некоторой условности понятия локализации. Диссипативные солитоны во многих случаях поддерживаются в идеальной схеме бесконечной плоской волной излучения. Тогда солитон представляет локальное увеличение (светлый солитон) или уменьшение (темный солитон) какой-либо характеристики поля (например, интенсивности) на общем однородном фоне (в действительности фон может быть и слабо промодулирован). Под это определение не подпадают переходные структуры, например, рассмотренные ниже одномерные волны

переключения, у которых температурное поле по разные стороны от неоднородности приближается к постоянным, но различающимся друг от друга значениям. Поэтому здесь нельзя говорить о “температурном солитоне”. Но правомочно использование термина “солитон” и в этой схеме, например, для механических напряжений, так как они пропорциональны градиенту температуры и, соответственно, приближаются к нулю при удалении от неоднородности по обе ее стороны. Тем самым солитон для одного физического поля формально может не быть солитоном для другого физического поля в той же системе и в тех же условиях.

Солитоны не следует смешивать с развивающимися при модуляционной неустойчивости, например в среде с керровской нелинейностью, филаментами (интенсивными нитями излучения) [3]. Существенно, что одновременно должны быть устойчивыми состояния без солитона и при его наличии. В этом смысле можно говорить о бистабильности или мультистабильности солитонных систем. Другими словами, должна быть возможность как создания (записи), так и уничтожения (стирания) пространственного солитона в нелинейной среде или системе. Такое свойство связано и с возможностью использования солитонов в системах памяти.

Солитоны, как нелинейно локализованные волновые объекты, по-новому ставят вопрос о соотношении между волнами и частицами. Разумно переформулировать этот вопрос следующим образом. Если сопоставить солитонам “частицы”, то каковы свойства этих “частиц”? Далее для ряда типов диссипативных оптических солитонов покажем, что эти свойства оказываются весьма необычными. В частности, такие “частицы” не элементарны, а обладают внутренней структурой с различным характером потоков энергии.

Еще одно замечание вызвано наличием шума (флуктуаций) в реальных системах и в падающем излучении. Наиболее принципиальным их следствием с учетом указанной выше бистабильности или мультистабильности является возможность самопроизвольных переходов между различными солитонными и бессолитонными структурами излучения. Поэтому принципиально солитон обладает конечным временем жизни (он метастабилен). Но поскольку солитон устойчив относительно малых возмущений, то переходы могут быть вызваны только крупными и потому маловероятными флуктуациями. Соответственно, время жизни солитона весьма велико за ис-

ключением случаев близости параметров к границам его устойчивости. Эффективно флуктуации уменьшают диапазон устойчивости солитона.

Принципиально неустранимыми являются квантовые флуктуации излучения. Квантовые флуктуации оптических солитонов представляют значительный интерес не только с прикладной, но и с общефизической точки зрения, поскольку их анализ выявляет существенно не-классические свойства этих макроскопических объектов. Оказывается, что солитон можно рассматривать не только как классическую, но и как квантовую "частицу", совершающую броуновское движение под действием флуктуаций вакуума.

3. Схемы формирования диссипативных оптических солитонов

К настоящему времени известен ряд схем, в которых возможно формирование диссипативных оптических солитонов. Естественно, что во всех таких схемах по крайней мере один из размеров должен быть большим по сравнению с размерами солитона. При дальнейшем изложении будем следовать не хронологическому порядку, а типу схемы.

3.1. Некогерентное возбуждение полупроводникового слоя

В таких схемах (рис. 6а) среда обладает коэффициентом поглощения α , который возрастает с ростом интенсивности излучения I . На тонкий образец воздействует непрерывное некогерентное излучение с интенсивностью $I_{\text{вх}}$. Более нагляден тепловой механизм оптической нелинейности, в котором коэффициент поглощения растет при увеличении температуры образца T . Тогда в некотором диапазоне параметров возникает следующая ситуация. Если первоначально образец холодный, то из-за малого коэффициента поглощения он почти не нагревается и сохраняет холодное состояние. Но исходно нагретый образец при той же интенсивности $I_{\text{вх}}$ будет поглощать почти все излучение и, соответственно, будет поддерживать горячее состояние. Это является причиной реализующейся в схеме бистабильности при возрастании поглощения, известной для концентрационного $\alpha(n(I))$ и теплового $\alpha(T)$ механизмов нелинейности коэффициента поглощения в полупроводниках (n – концентрация носителей заряда, T – темпера-

тура образца) [4]. Необходимые для формирования структур эффекты пространственной распределенности возникают в образце в виде длинного полупроводникового стержня или пластины, нагреваемых интенсивным излучением. Схема может быть однородной (по направлению вдоль оси стержня или по поперечным направлениям в пластине) или неоднородной с пространственной модуляцией характеристик по указанным направлениям.

Данная схема явно диссипативна (энергия внешнего излучения вкладывается в образец, а потери тепловой энергии отвечают теплоотводу с его поверхности). Схема безрезонаторная и не содержит зеркал. Оптическая нелинейность нелокальна – отклик среды в данной точке зависит от распределения интенсивности излучения и в других точках из-за теплопроводности. Можно сказать, что эта простейшая схема однокомпонентна, если понимать под компонентностью число независимых величин, полностью определяющих состояние соответствующей точечной (пространственно нераспределенной) системы [5].

Эффекты поперечной (по отношению к направлению распространения излучения) распределенности в этой схеме впервые были рассмотрены в [6, 7]. Результаты достаточно подробно изложены в [5, 8]. В поперечно-однородной схеме с некогерентным внешним сигналом и классической бистабильностью (два устойчивых пространственно распределенных состояния) с помощью наглядной "механической аналогии" удается аналитически показать существование и устойчивость температурных волн переключения. Как пояснялось выше, отсюда следует наличие некогерентных диссипативных солитонов механического напряжения. Для схем с поперечной неоднородностью описаны пространственная бистабильность и ее кинетика – пространственный гистерезис. С общефизической точки зрения, важно, что здесь представлен первый пример пространственного гистерезиса – гистерезиса в системе с существенной пространственной распределенностью, и многие из приведенных результатов могут быть перенесены на общий случай систем с фазовым переходом первого рода. Одновременно для системы с квазипериодической поперечной модуляцией получен некогерентный температурный солитон и показана возможность организации многоканальной памяти (рис. 7). Тем самым выявляются важная роль неоднородностей в системе и возможность динамической перестройки схемы. Вместе с эффектом пространственного гистерезиса

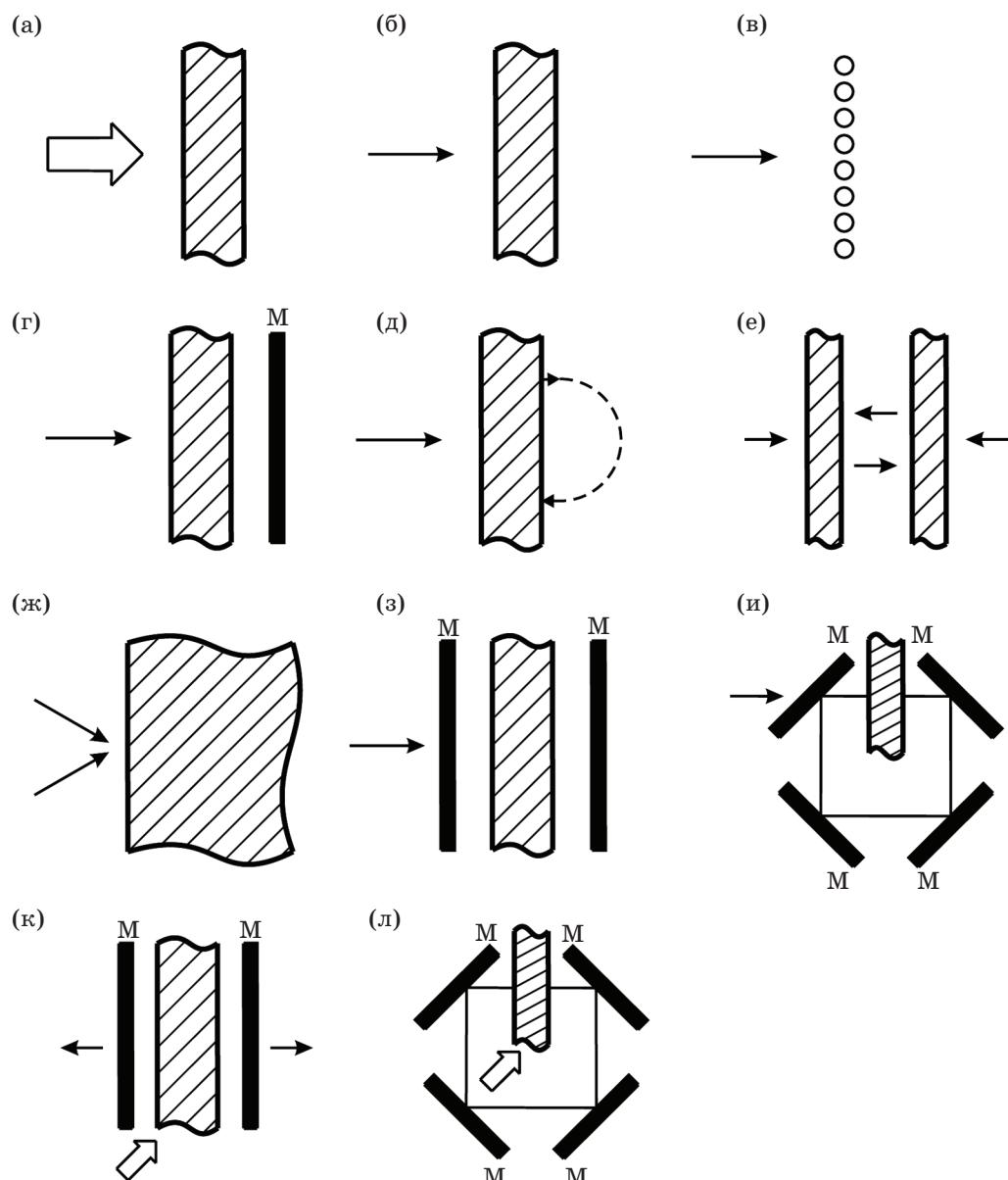


Рис. 6. Широкоапертурные схемы формирования пространственных диссипативных солитонов. а – некогерентное возбуждение тонкого слоя полупроводника, б – когерентное возбуждение тонкого слоя полупроводника, в – когерентное возбуждение молекулярной цепочки, г – когерентное возбуждение слоя среды с зеркалом обратной связи, д – когерентное возбуждение слоя среды с цепью обратной связи, е – когерентное возбуждение двух слоев среды, ж – когерентное возбуждение полу бесконечного слоя среды, з – когерентное возбуждение нелинейного интерферометра Фабри–Перо, и – когерентное возбуждение нелинейного кольцевого интерферометра, к – лазер с двухзеркальным резонатором, л – кольцевой лазер. Узкие и широкие стрелки указывают соответственно когерентное и некогерентное излучение, М – зеркала. В схемах могут присутствовать дополнительные линейные и нелинейные элементы.

са это может служить основой нового подхода к нелинейной обработке информации (см. ниже).

3.2. Когерентное возбуждение полупроводникового слоя

Это тоже безрезонаторная и беззеркальная диссипативная схема с нелокальным откликом

тонкого слоя среды (рис. 6б). Отличие от предыдущей схемы состоит в том, что внешнее излучение когерентно, а среда отвечает макроскопическому квантовому состоянию – бозе-эйнштейновскому конденсату (БЭК) экзитонов, реализующемуся при температурах ниже критической и характеризующемуся их когерентностью. Соответственно, система по крайней

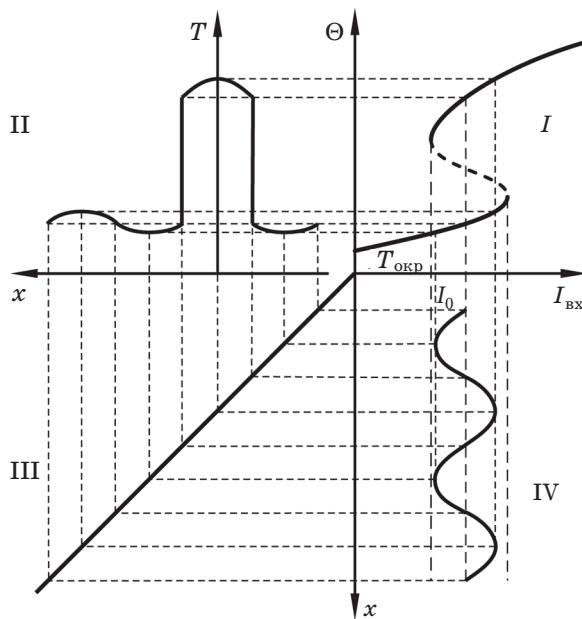


Рис. 7. Пространственная бистабильность и температурный диссипативный солитон в схеме с пространственной модуляцией интенсивности падающего излучения. Квадрант I – S -образная передаточная функция (зависимость установившейся температуры в точечной схеме Θ от интенсивности падающего излучения $I_{\text{вх}}$). Квадрант IV – поперечный профиль интенсивности падающего на образец (длинный стержень) излучения. Квадрант II – построенный по данным квадрантов I и IV температурный профиль. I_0 – максвелловское значение интенсивности, при котором фронт волны переключения неподвижен, $T_{\text{окр}}$ – температура окружающей среды.

мере двухкомпонентна (излучение и волновая функция конденсата определяются двумя вещественными величинами – амплитудой и фазой), что приводит к увеличению числа типов пространственных структур по сравнению с предыдущим случаем.

В такой поперечно-однородной схеме модуляционная неустойчивость показана в [9], а когерентные диссипативные солитоны найдены в [10]. На рис. 8 одномерный солитон иллюстрируется профилем концентрации экситонов n и фазой их коллективной волновой функции φ . Более детальный анализ показывает, что солитон обладает внутренней структурой – в нем имеются потоки экситонов с различными направлениями движения, что типично для диссипативных солитонов. Примечательно, что для наличия таких солитонов достаточно только одного слоя нелинейной среды без каких-либо дополнительных

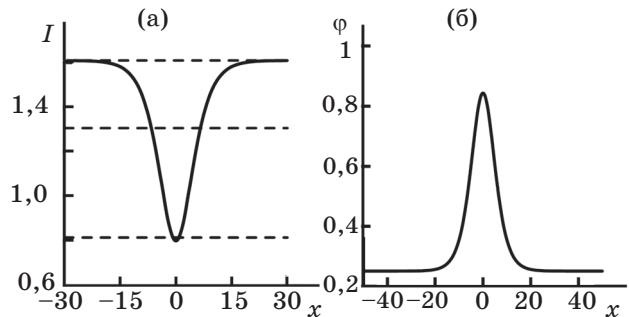


Рис. 8. Отвечающие диссипативному солитону экситонного БЭК поперечные профили концентрации экситонов $n(x) = |\Psi(x)|^2$ (а) и фазы волновой функции (б) в безразмерных переменных. Горизонтальные штриховые линии на (а) показывают уровень концентрации для трех поперечно-однородных распределений – нижней (устойчивый режим), промежуточной (неустойчивый режим) и верхней (устойчивый режим) ветвей гистерезисной передаточной функции [10].

зеркал. Обращают на себя внимание и сравнительно малые (хотя и не рекордные среди рассматриваемых здесь) размеры солитонов (около 200 нм в случае рис. 8).

3.3. Молекулярные цепочки, резонансно-возбуждаемые когерентным излучением

Примером служат ориентированные J -агрегаты цианиновых красителей, состоящие из большого числа молекул с одинаково ориентированными дипольными моментами (рис. 6в). Внешнее лазерное излучение раскачивает молекулярные диполи, так что дипольное излучение одной молекулы воздействует на соседние молекулы (механизм нелокальности оптического отклика). В таких цепочках теоретически продемонстрирована бистабильность [11].

Хотя консервативным молекулярным солитонам посвящена обширная литература, их диссипативные аналоги анализировались, насколько нам известно, только в [12] (рис. 9). Они принадлежат к дискретным предельно узким солитонам и могут обладать рекордно малой шириной (порядка 1 нм, т. е. реальны диссипативные “наносолитоны”), что представляет значительный научный и прикладной интерес.

В описанных выше схемах отсутствуют зеркала или другие виды внешней обратной связи,

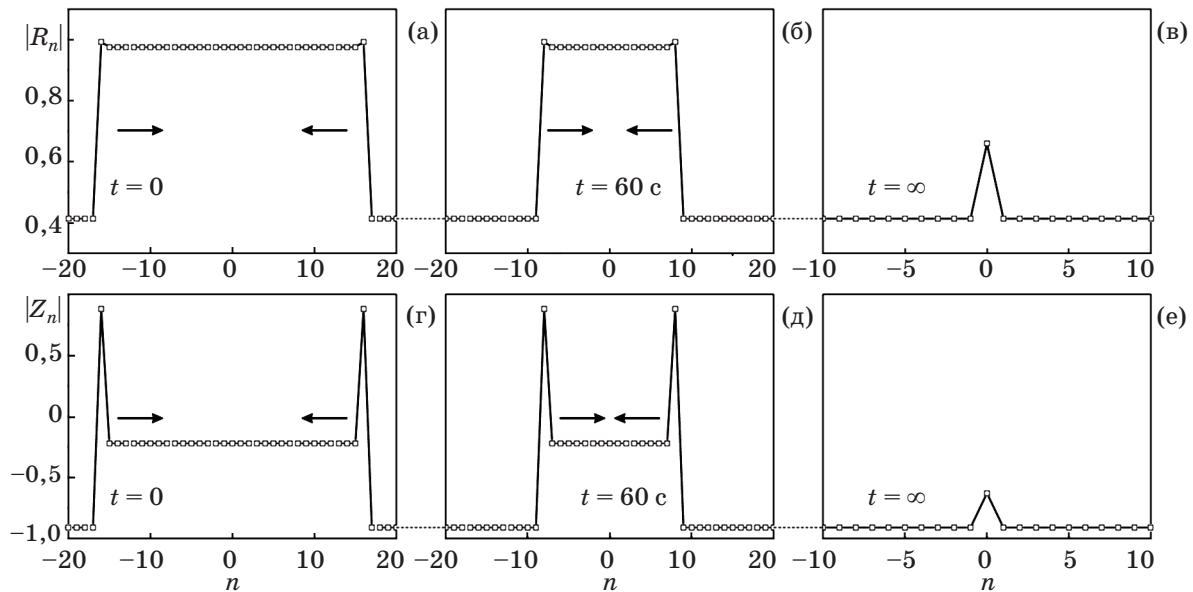


Рис. 9. Формирование предельно узкого диссипативного дискретного молекулярного солитона в результате столкновения двух волн переключения в молекулярной цепочке, возбуждаемой когерентным излучением. n – номер молекулы, R_n и Z_n – амплитуда их колебаний и разность населенностей уровней резонансного перехода [12].

а в общей динамике структур распространение излучения играет вспомогательную роль. Например, в приближении среднего поля характеристики излучения внутри системы усредняются в продольном направлении и выпадают из динамической модели. Иначе обстоит дело с приведенными ниже схемами, в которых либо имеются элементы внешней обратной связи, либо существенна продольная распределенность схемы.

3.4. Родственные слоистые схемы

Пространственные структуры могут возникать и в схемах с несколько более сложной геометрией. Одним из примеров служит широкоапертурная схема, состоящая из тонкого слоя нелинейной среды и зеркала обратной связи, отстоящего от слоя на некоторое расстояние (рис. 6г). Когерентные пространственные структуры возбуждаются внешним лазерным излучением. Такую схему предложил в 1990 г. Ферс, который показал для нее возможность модуляционной неустойчивости (см. обзор [13]). Позже в несколько более сложной схеме, состоящей из кюветы с парами натрия в магнитном поле и зеркала обратной связи, возбуждаемой когерентным излучением, были найдены и изучены диссипативные оптические солитоны [13].

Несколько ранее была изучена более общая схема слоя среды с обратной связью, которая могла быть не чисто оптической и включала дополнительные операции поворота поля, пространственной фильтрации и т. д. (рис. 6д) [14,15]. В подобной схеме жидкокристаллического пространственного модулятора с обратной связью и пространственной фильтрацией были, насколько нам известно, впервые экспериментально найдены диссипативные оптические солитоны [16].

Другим примером является схема двух параллельных и разнесенных друг от друга нелинейных слоев, возбуждаемых с двух сторон различными внешними сигналами (рис. 6е). Оптическую нелинейность среды здесь можно считать локальной ввиду выраженной продольной протяженности схемы. Для схемы с двумя слоями нелинейной среды расчеты [17] также показывают наличие диссипативных оптических солитонов.

Принципиально возможно и формирование локализованных пространственных структур при отражении интенсивного излучения от полуограниченного слоя нелинейной среды, однако в этом случае их наблюдение реально скорее при возбуждении двумя наклонными пучками либо при пространственной модуляции параметров схемы или внешнего излучения (рис. 6ж) [5, 8].

3.5. Нелинейные интерферометры, возбуждаемые когерентным излучением

В этих схемах внутри двухзеркального интерферометра Фабри–Перо (рис. 6з) или кольцевого интерферометра (рис. 6и) размещается нелинейная среда, а извне интерферометр подпитывается когерентным лазерным излучением. Ввиду резонансного увеличения интенсивности поля внутри добротного интерферометра когерентные пространственные структуры реализуются уже при сравнительно низкой интенсивности внешнего сигнала. Для этой резонаторной схемы оптическую нелинейность среды также можно считать локальной. Сама нелинейность может быть почти любой – керровской (кубичной или с насыщением) или с квадратичной нелинейностью показателя преломления, абсорбционной и т. д. Точечная (без учета поперечной распределенности) схема была предложена в 1969 г. и экспериментально изучена в 1975 г. (см. историю вопроса в [4]).

Такая широкоапертурная схема была предложена и изучена в [18], где для кольцевого интерферометра были продемонстрированы модуляционная неустойчивость и возможность ее подавления с помощью пространственной фильтрации. В [18] были выявлены также волны переключения, влияние неоднородности интенсивности падающего излучения (пространственный гистерезис) и особенности случая наклонного (по отношению к оси интерферометра) падения излучения – отвечающий неоднородности фазы падающего излучения геометрический снос лучей приводит к движению структур в поперечном направлении. В [19] было показано, что устойчивые локализованные структуры – диссипативные оптические солитоны – могут быть сформированы в широкоапертурном нелинейном интерферометре с периодической модуляцией интенсивности падающего излучения. Диссипативные пространственные солитоны в поперечно-однородном нелинейном интерферометре были найдены и изучены первоначально в [20–22], а затем в большом числе теоретических и экспериментальных работ, обзор которых можно найти в монографиях [5, 8, 23–25].

По-видимому, эта схема к настоящему времени изучена наиболее детально как теоретически, так и экспериментально. Теория структур излучения существенно упрощается в модели среднего поля (усреднение огибающей в продольном направлении) [26]. Диссипативные солитоны могут быть найдены численно почти для

произвольного вида оптической нелинейности, что подчеркивает их универсальный характер. Основные их свойства можно определить и аналитически для нелинейности модельного типа (пороговая нелинейность [27, 28, 5, 8]). Таким образом выявляется дискретный набор одиночных диссипативных солитонов и дискретный набор их связанных структур. Еще одним важным результатом, первоначально полученным в рамках этой модели, но имеющим общий характер, является вывод об асимметрии структуры как одном из источников ее движения (см. рис. 10). Также для этой схемы был предложен новый подход к нелинейно-оптической обработке информации на основе волн переключения и дифракционных солитонов и динамического управления архитектурой системы путем наложения на нее пространственной модуляции [29, 30]. Для широкоапертурных нелинейных интерферометров удается развить теорию квантовых флуктуаций диссипативных солитонов, которая предсказывает более медленное временное нарастание неопределенности их положения, чем для консервативных солитонов. Экспериментально наиболее впечатляющие результаты

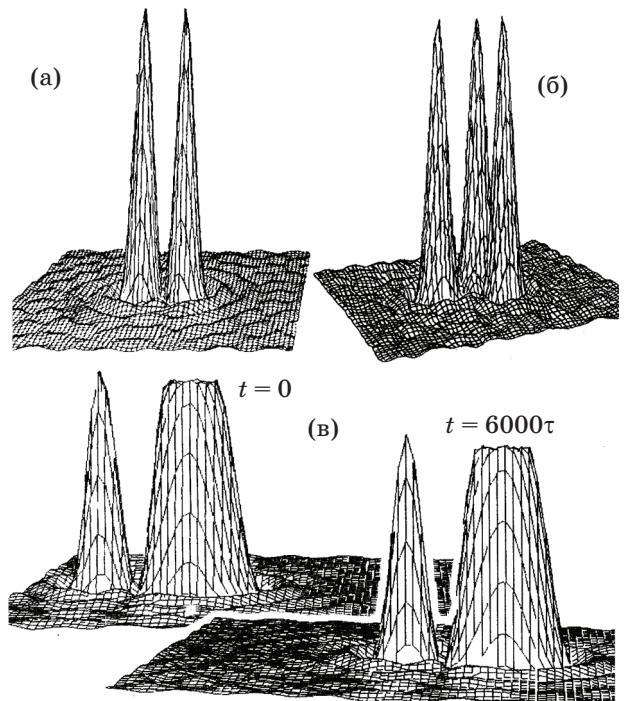


Рис. 10. Поперечные профили интенсивности для двух- (а, в) и трехсолитонных (б) комплексов. Асимметричный комплекс (в) движется в поперечном направлении с постоянной скоростью [5, 22].

по диссипативным солитонам были получены для полупроводниковых микрорезонаторов на основе квантовых ям [24, 25].

3.6. Лазерные схемы

В этом разделе рассмотрим схемы без внешнего когерентного сигнала (хотя и лазерная схема может возбуждаться извне когерентным излучением, но этот вариант не отличается существенно от указанного выше случая пассивного интерферометра). Лазерные схемы можно разделить на резонаторные (рис. 6к, 6л) и безрезонаторные (усилительные схемы типа изображенных на рис. 2 при наличии у среды нелинейных усиления и поглощения). Исторически первой (относительно к пространственным структурам) изучалась резонаторная схема лазера с насыщающимся поглотителем (внутри двухзеркального или кольцевого лазерного резонатора, помимо усиливающей среды, помещалась ячейка со средой, поглощение в которой убывало с ростом интенсивности излучения), причем в эксперименте наблюдалась бистабильность [31]. Механизм бистабильности следующий. Параметры схемы выбираются таким образом, чтобы для слабого излучения потери превышали усиление, вследствие чего безгенерационный ре-

жим устойчив. При увеличении интенсивности излучения поглощение насыщается быстрее, чем усиление, поэтому становится возможным жесткое возбуждение генерации. Аналогичен случай лазерного усилителя с насыщающимся поглощением. В этой схеме зеркала отсутствуют и излучение распространяется вдоль одномерного световода (рис. 2а), планарного волновода (рис. 2б) или в сплошной среде (рис. 2в, 2г), причем в среде имеются частицы двух сортов – активные, с накачкой и насыщающимся усилением, и пассивные, с насыщающимся поглощением. Эти частицы могут быть перемешаны равномерно вдоль трассы распространения излучения или чередоваться слоями, причем различие между этими двумя случаями не принципиально при достаточно малой толщине слоев.

Лазерные диссипативные пространственные солитоны впервые были найдены в резонаторной схеме лазера с насыщающимся поглотителем [32]. Анализ показал, что в простейшем варианте безынерционной нелинейности те же уравнения описывают и временные диссипативные солитоны в усилительных системах. В этих схемах классическая бистабильность поперечно-однородных распределений является необходимым условием существования диссипативных солитонов (в нелинейных интерферометрах

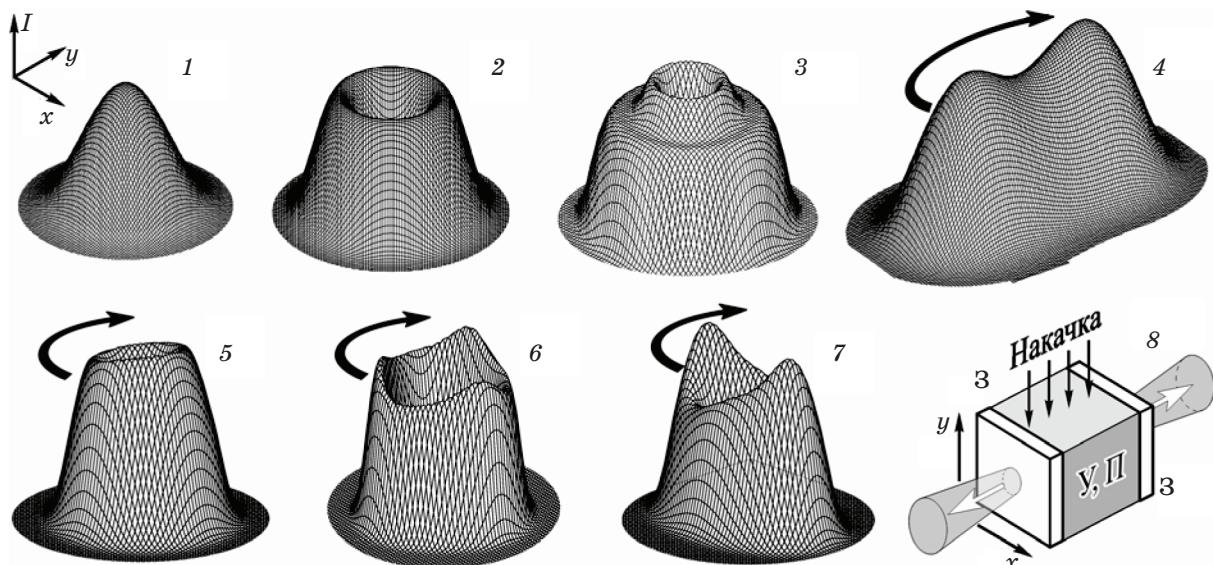


Рис. 11. Поперечные распределения интенсивности I устойчивых лазерных солитонов с топологическим зарядом $m = 0$ (1, 4) и $m = 1$ (2, 3, 5–7). Стрелки указывают вращение солитона как целого, x и y – поперечные координаты. На схеме лазера 8 между зеркалами резонатора 3 помещена среда с нелинейными усилениям (У) и поглощением (П), излучение генерируется только в узкой цилиндрической области, представляющей лазерный солитон. Светлые стрелки показывают выходящее лазерное излучение.

солитоны могут существовать и в отсутствие бистабильности [22]).

Отсутствие внешнего когерентного излучения и соответствующая инвариантность к сдвигу фазы приводят к дальнейшему расширению набора диссипативных солитонов в лазерных схемах. Так, устойчивыми могут стать вихревые (топологические) солитоны с различными значениями топологического заряда (рис. 11, топологический заряд определяется как приращение фазы поля при обходе точки с нулевой интенсивностью по замкнутому контуру, деленное на 2π). Внутренняя структура одиночных лазерных солитонов содержит большое число ячеек с различным видом потоков энергии. Привлечение этих построений позволяет четко различить случаи слабого (рис. 12) и сильного (рис. 13) взаимодействия лазерных солитонов [33]. Как видно из этих рисунков, при слабом взаимодействии лазерных солитонов в распределении потоков энергии сохраняются все замкнутые линии, присущие индивидуальным солитонам, а при сильном взаимодействии внешние индивидуальные замкнутые линии теряются и заменяются на коллективные.

Еще одним важным моментом является характер движения лазерных солитонов и их комплексов в поперечном направлении (в однородном окружении). В литературе описаны неподвижные, движущиеся прямолинейно, вращающиеся и движущиеся криволинейно поперечно-двумерные солитонные структуры [34, 35]. Систематизи-

ровать солитонную механику помогает симметрийный анализ. Нетривиальным моментом является здесь сам выбор объекта симметрии. Для лазерных солитонов оказывается недостаточным говорить о симметрии только распределения интенсивности. С другой стороны, требование симметрии фазы поля слишком обременительно и не вполне физично. Вместо фазы целесообразно рассматривать поперечный поток энергии излучения, определяемый в условиях малой угловой расходности лазерного излучения произведением интенсивности на (поперечный) градиент фазы поля. Соответственно, необходимо говорить об одновременной симметрии распределения интенсивности и поперечного потока энергии излучения. Тогда из исходного управляющего уравнения (обобщенного комплексного уравнения Гинзбурга–Ландау для огибающей поля) вытекают следующие утверждения [33, 36]:

- Если поперечные распределения интенсивности и потока энергии имеют общую (зеркальную) ось симметрии (симметрия первого типа), то ортогональная этой оси составляющая скорости движения центра инерции структуры равна нулю. Поэтому структура может двигаться только вдоль оси симметрии, а ее вращение невозможно. При наличии двух таких осей структура неподвижна.
- Если эти два распределения имеют симметрию по отношению к повороту на угол $2\pi/N$, где N – целое число (симметрия второго типа), то центр инерции структуры (совпадающий тогда

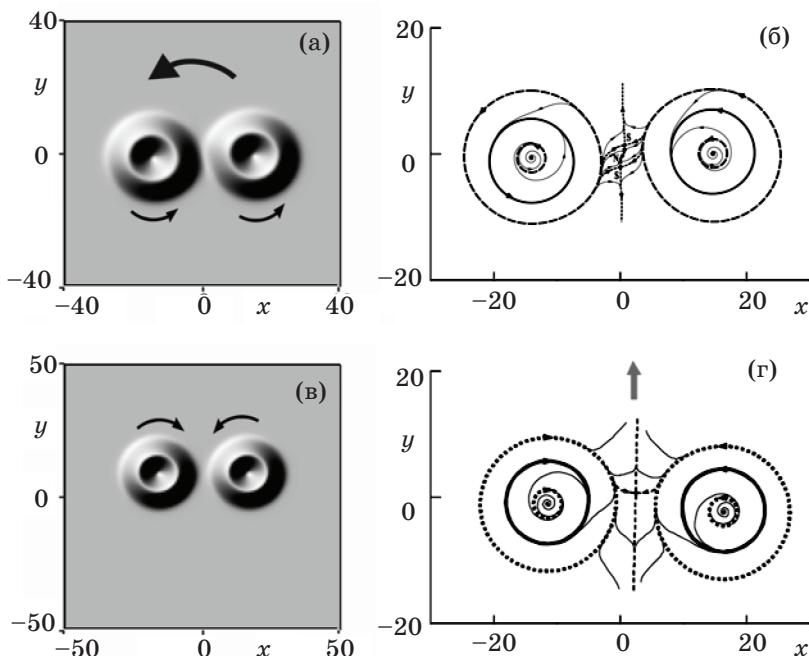


Рис. 12. Распределения интенсивности (а, в) и потоков энергии (б, г) для слабо связанных пар вихревых автосолитонов с одинаковыми (а, б) и противоположными по знаку (в, г) топологическими зарядами. При одинаковых зарядах пара обладает центральной симметрией и вращается с постоянной угловой скоростью (а, большая стрелка). При противоположных зарядах имеется ось симметрии (г, прямая стрелка) и структура движется как целое в этом направлении.

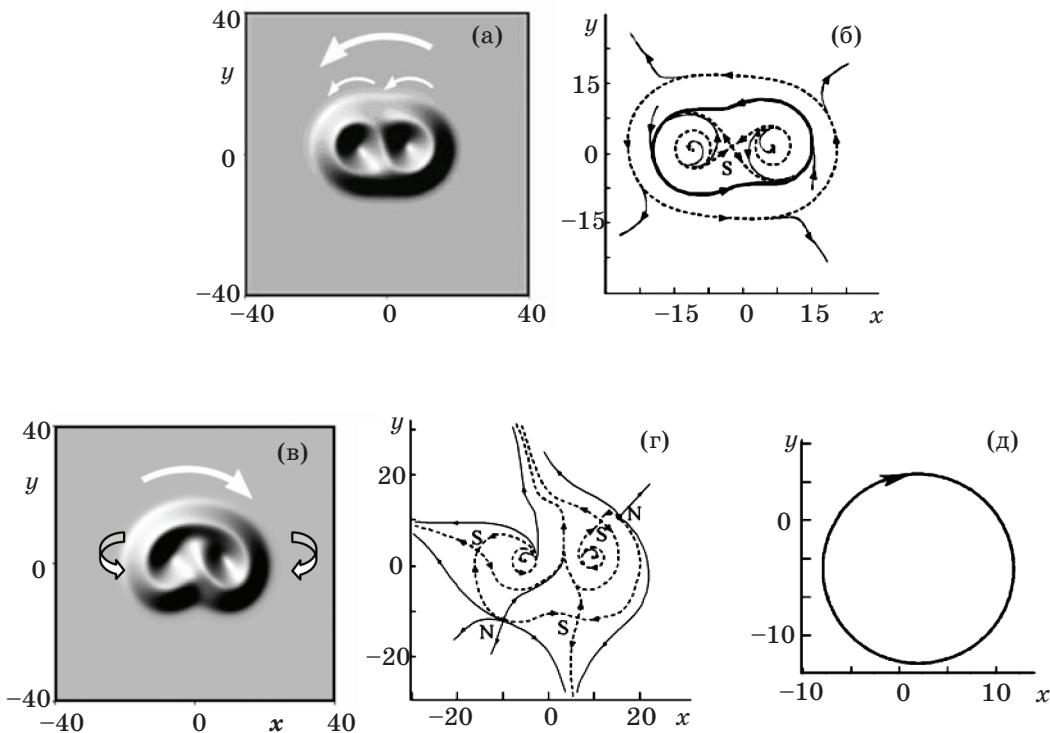


Рис. 13. Распределения интенсивности (а, в), потоков энергии (б, г) и траектория движения центра инерции (д) для пар сильно связанных вихревых солитонов с одинаковыми (а, б; пара вращается вокруг неподвижного центра инерции ввиду центральной симметрии) и противоположными по знаку топологическими зарядами (в-д; симметрия отсутствует и движение центра инерции криволинейное).

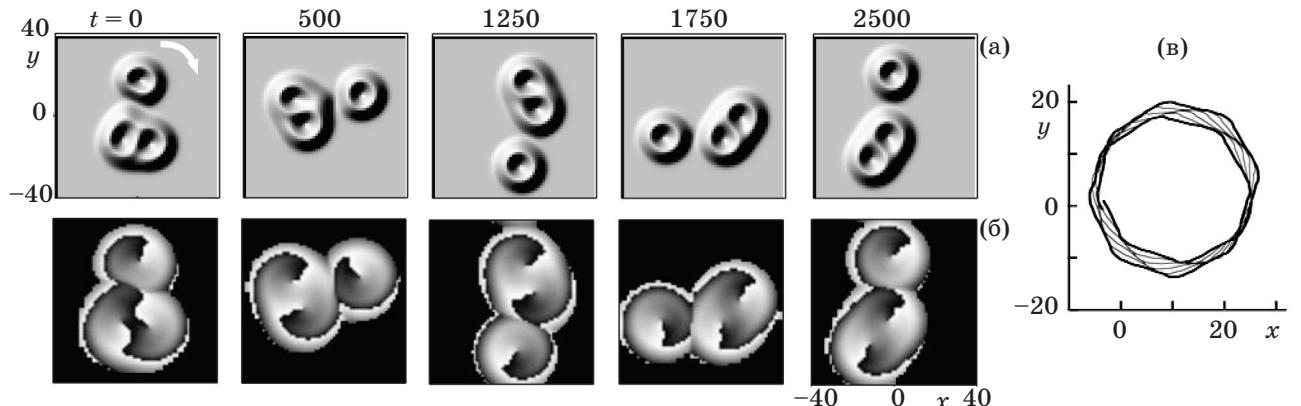


Рис. 14. Распределения интенсивности (а) и фазы (б) для вращающегося “ядра” из двух сильно связанных вихревых солитонов и “спутника” – слабо связанного с ядром вихревого солитона, вращающегося вокруг ядра, в различные моменты времени t ; в – траектория движения центра инерции комплекса [34].

с центром симметрии) неподвижен. При этом сохраняется возможность вращения системы вокруг центра симметрии.

Для “жестких” солитонных комплексов (у которых расстояния и разности фаз между солитонами неизменны) симметрия полностью определяет характер движения. Примерами вращающихся структур с неподвижным центром служат варианты рис. 12а, 12б и рис. 13а, 13б (центральная симметрия). В случае рис. 12в, 12г прямоли-

нейное движение отвечает наличию только одной оси симметрии. Наконец, при отсутствии элементов симметрии движение оказывается криволинейным (круговая траектория, рис. 13д). Заметим, что механика поперечно-двумерных жестких солитонных комплексов описывается феноменологической моделью типа уравнений Эйлера для движения твердого тела [37].

Конечно, комплексы солитонов могут быть и нежесткими. Так, рис. 14 иллюстрирует

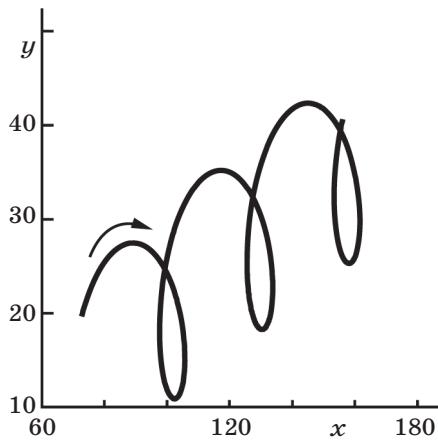


Рис. 15. Траектория центра пары слабо связанных вихревых солитонов с противоположными по знаку топологическими зарядами при градиенте длины резонатора в направлении x [38].

“планетарную модель”, состоящую из “ядра” – сильно связанный вращающейся пары вихревых солитонов – и “сателлита”, слабо связанного с ядром и более медленно вращающегося вокруг него [34, 35]. Траектория этой устойчивой системы имеет форму сегментов, повторяющихся с некоторым разворотом (рис. 14в). Популярное изложение “механики” лазерных солитонов содержится в [36].

Введение в схему слабых неоднородностей прежде всего влияет на движение лазерных солитонов и их комплексов. В этом случае симметрийные соображения также работают, но следует уже различать “внутреннюю” и “внешнюю”

симметрию. Первая относится к распределениям интенсивности и потоков энергии излучения даже для однородной схемы, а вторая определяется симметрией параметров схемы. Так, наклон зеркала лазерного резонатора вводит в схему “внешнюю” анизотропию с единственной осью симметрии. Взаимодействие “внутренней” и “внешней” симметрии приводит к новым типам движения солитонных комплексов (см., например, рис. 15 [38]).

Лазерные солитоны могут быть даже трехмерными (“лазерные пули”), что возможно в сплошной среде с нелинейными усилением и поглощением [5, 8]. Имеются разнообразные комплексы “лазерных пуль”, часть которых представлена на рис. 16–18. Столкновение движущихся солитонных комплексов с образованием вращающейся структуры показано на рис. 19.

В действительности неоднородности схемы не только влияют на движение и свойства солитонов, но и резко увеличивают набор локализованных структур. Ярким примером служат диссипативные брэгговские световодные солитоны, формирующиеся в одномодовом световоде с нелинейными усилением и поглощением и наведенной в сердцевине световода брэгговской решеткой показателя преломления [40, 41]. В схеме возможны неподвижные и движущиеся с дискретным набором скоростей временные диссипативные солитоны. Солитоны отвечают наведенному нелинейности локальному резонатору на участке световода, причем интенсивность встречных волн экспоненциально убывает вне резонатора. Для неподвижного солитона локальный резонатор неподвижен, так как

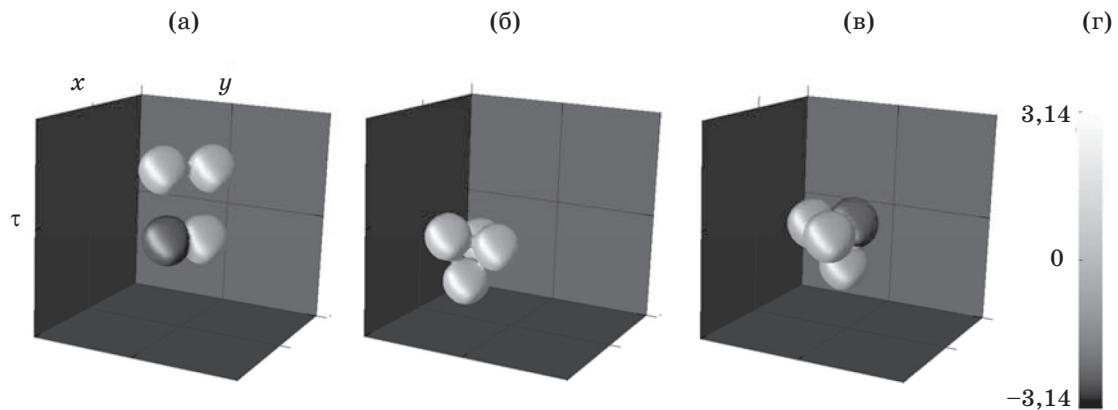


Рис. 16. а – синфазная (сверху) и противофазная (снизу) пары “лазерных пуль”; б – солитонный тетраэдр; в – солитонная пирамида, движущаяся вдоль оси симметрии; τ – время в движущейся с групповой скоростью системе координат; г – шкала, показывающая значение фазы излучения на уровне 1% максимальной интенсивности [39].

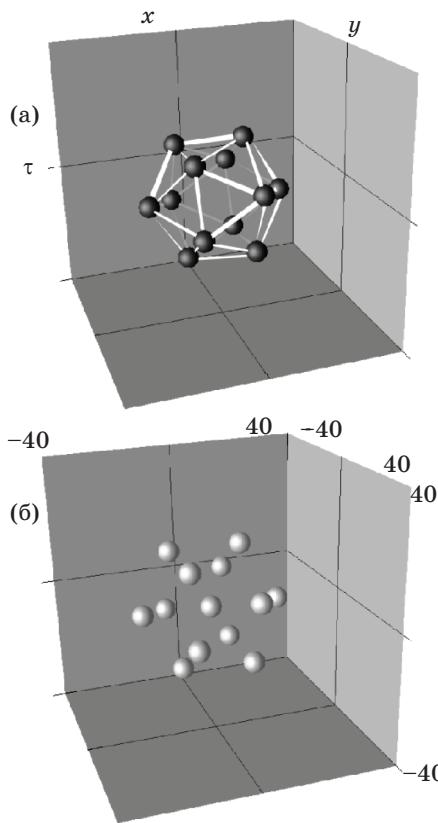


Рис. 17. “Солитонный икосаэдр” – комплекс 12 слабо связанных “лазерных пуль” (а) и “объемно-центрированный солитонный икосаэдр”, состоящий из 13 “пуль” (б) [39].

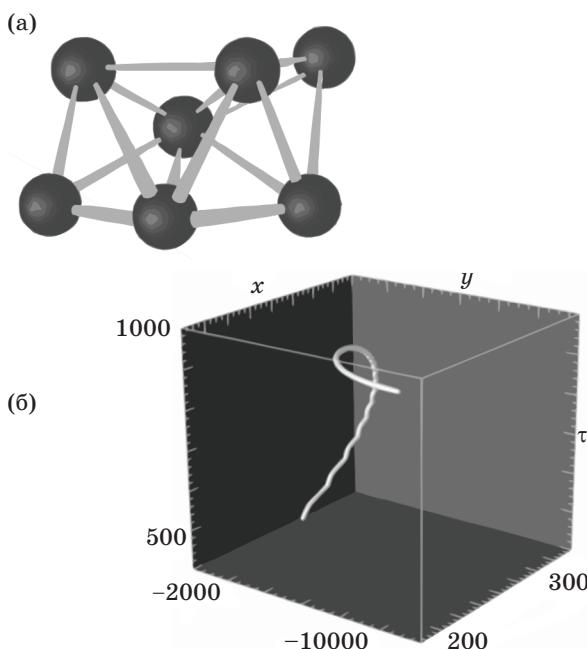


Рис. 18. Асимметричный 7-солитонный комплекс (а) и траектория его движения (б) [39].

распределение интенсивности встречных волн симметрично относительно центра резонатора. В движущихся солитонах имеется асимметрия распределения интенсивностей встречных волн (рис. 20). Другим примером служат диссипативные дискретные солитоны в двумерной системе связанных одномодовых световодов также с нелинейным усилением и поглощением, которые могут быть неподвижными, движущимися и вращающимися [42].

В лазерных схемах с усилением и поглощением устойчивость локализованных структур существенно зависит от соотношения времен релаксации атомов (ионов), отвечающих за усиление и насыщающееся поглощение (см. [8] и более детальный анализ в [43]). Вследствие этого становятся возможными новые типы диссипативных солитонов, отличающиеся большой пиковой интенсивностью и высокой скоростью поперечного движения. Подбор реальных схем, в которых выполнялись бы условия устойчивости солитонов, может быть затруднительным, но он

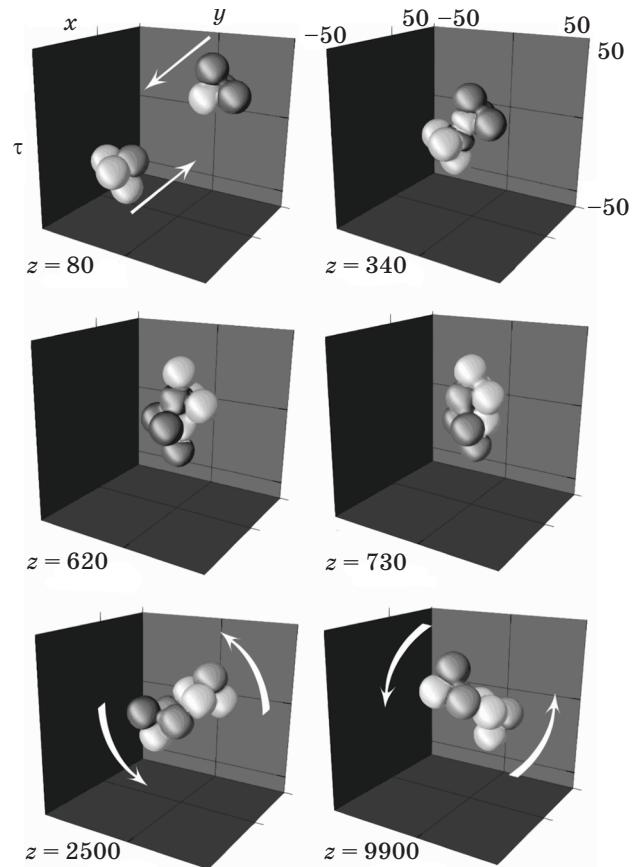


Рис. 19. Динамика столкновения двух “солитонных пирамид” с формированием вращающейся 8-солитонной структуры [39].

облегчается для полупроводниковых лазеров с квантовыми точками.

Диссипативные факторы могут быть использованы и для получения предельно коротких лазерных импульсов (фемтосекундного или даже субфемтосекундного уровня), что позволяет говорить о диссипативных аттосолитонах. Предложенная и исследованная в [44–46] схема отвечает режиму импульсов самоиндукционной прозрачности при внедрении в пассивную среду частиц двух сортов: активных (с накачкой) и

пассивных (с нелинейным поглощением). В этом случае также перспективно в качестве “частиц” использовать наноструктуры (квантовые точки). Формирование диссипативного “аттосолитона” из исходного стандартного фемтосекундного импульса иллюстрирует рис. 21. Еще одним примером, возможно, неожиданного применения солитонов служит схема “солитонного коллайдера”, в которой столкновение слабого излучения со встречными солитонами приводит к радикальному преобразованию частоты и интенсивности лазерного излучения [47].

Экспериментальные исследования лазерных солитонов сейчас развертываются в ряде лабораторий, и наиболее перспективными здесь выглядят полупроводниковые лазеры с вертикальным резонатором на основе квантовых точек. Одним из достоинств лазерных солитонов по сравнению, например, с солитонами в нелинейных интерферометрах является отсутствие внешнего когерентного излучения и нулевой фона солитона (интенсивность излучения на периферии лазерного солитона стремится к нулю). Это обеспечивает высокий контраст при записи информации солитонами.

Таким образом, исследования диссипативных оптических солитонов позволяют выявить новую физику явлений нелинейной локализации волн и расширить масштабы этих явлений (включая диссипативные пространственные наносолитоны с размерами порядка 1 нм и диссипативные временные аттосолитоны с длительностью в субфемтосекундном диапазоне). Такое повышение потенциала нелинейно-оптических явлений при учете повышенной стабильности диссипативных солитонов должно привести в ближайшее время к демонстрации их новых ярких приложений, в том числе в области обработки информации. Требования к “информационным”, например, лазерным схемам существенно отличаются от требований к обычным лазерам, призванным обеспечить максимальную мощность и максимальную яркость лазерного излучения. Поэтому для реализации эффективных солитонных схем потребуются совместные усилия теоретиков, экспериментаторов и технологов в области фотоники и лазерной физики и техники, полупроводниковых гетероструктур и нанотехнологий.

Автор благодарен Е.Б. Александрову и А.А. Маку за поддержку этого направления. В его развитие существенный вклад внес безвременно ушедший от нас В.Е. Семенов с его глубокой физической интуицией и непревзойденным вычислительным мастерством. Автор также признате-

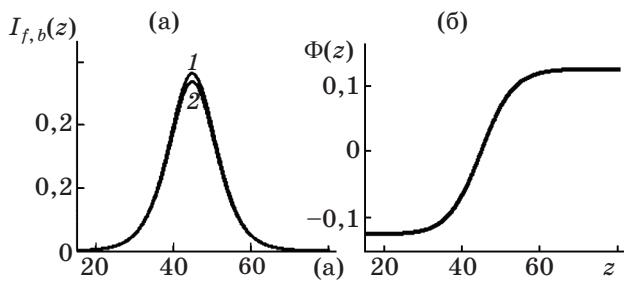


Рис. 20. а – профиль интенсивности $I_{f,b}(z)$ прямой (1) и встречной (2) волн, б – разность фаз $\Phi(z)$ между этими волнами для диссипативного брэгговского солитона, движущегося вдоль оси световода с относительной скоростью $v = 0,024$ [41].

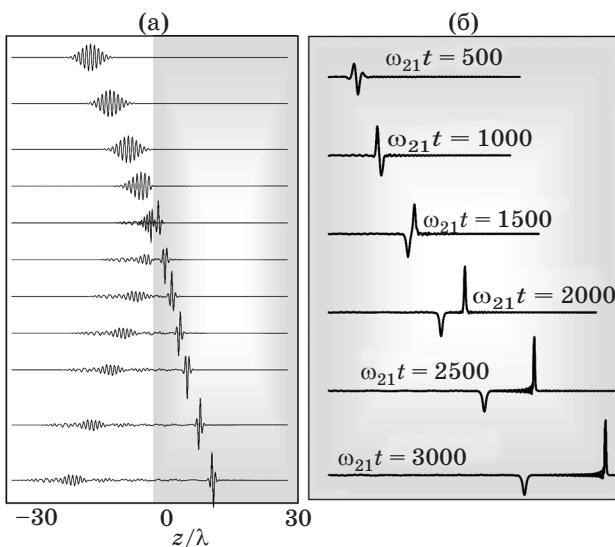


Рис. 21. Распределения электрической напряженности поля в различные моменты времени t при формировании предельно короткого солитона из фемтосекундного импульса: а – входжение в активную среду, б – распространение в нелинейной резонансной среде и формирование солитона. Продольная координата z нормирована на длину волны λ , отвечающую частоте основного перехода ω_{21} [44].

лен Г.В. Ходовой, А.В. Федорову, С.В. Федорову, А.Н. Шацеву, Н.В. Высотиной, Н.А. Калитеевскому, А.Г. Владимирову, Н.А. Веретенову, Ал.С. Киселеву и Ан.С. Киселеву за плодотворную совместную работу. Описанные исследования в настоящее время поддерживаются грантами Российского фонда фундаментальных исследований 07-02-00294а, 07-02-12164-офи, 08-02-90112-Мол-а и Министерства образования и науки РНП 2.1.1.4694.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кившарь Ю.С., Агравал Г.П. Оптические солитоны. М.: Физматлит, 2005. 647 с.
2. Розанов Н.Н. Автосолитон // Большая Российская Энциклопедия. Т. 1. М., 2004. С. 171.
3. Беспалов В.И., Таланов В.И. О нитевидной структуре пучков света в нелинейных жидкостях // Письма в ЖЭТФ. 1966. Т. 3. № 12. С. 471–476.
4. Гиббс Х. Оптическая бистабильность. Управление светом с помощью света. М.: Мир, 1988. 518 с.
5. Розанов Н.Н. Оптическая бистабильность и гистерезис в распределенных нелинейных системах. М.: Наука, 1997. 334 с.
6. Розанов Н.Н. Гистерезис профиля температуры при оптическом тепловом пробое полупроводников // Письма в ЖТФ. 1980. Т. 6. № 13. С. 778–782.
7. Розанов Н.Н. Гистерезисные явления в распределенных оптических системах // ЖЭТФ. 1981. Т. 80. № 1. С. 96–108.
8. Rosanov N.N. Spatial Hysteresis and Optical Patterns. Berlin: Springer, 2002. 308 р.
9. Балкарей Ю.И., Коган А.С. Расслоение когерентного состояния экситонов, поддерживаемого световой накачкой // Письма в ЖЭТФ. 1993. Т. 57. № 5. С. 277–281.
10. Розанов Н.Н., Федоров С.В., Хаджи П.И., Белоусов И.В. Диссипативные солитоны бозе-эйнштейновского конденсата экситонов // Письма в ЖЭТФ. 2007. Т. 85. № 9. С. 524–526.
11. Malyshev V., Moreno P. Mirrorless optical bistability of linear molecular aggregates // Phys. Rev. A. 1996. V. 53. № 1. P. 416–423.
12. Киселев Ал.С., Киселев Ан.С., Розанов Н.Н. Наноразмерные диссипативные дискретные солитоны в резонансно возбуждаемых J-агрегатах // Письма в ЖЭТФ. 2008. Т. 87. № 11–12. С. 763–766.
13. Ackemann T., Firth W.J. Dissipative solitons in pattern-forming nonlinear optical systems: Cavity solitons and feedback solitons // Dissipative Solitons. Akhmediev N., Ankiewicz A., Eds. Lecture Notes Phys. V. 661. Berlin: Springer, 2005. P. 55–100.
14. Ахманов С.А., Воронцов М.А., Иванов В.Ю. Крупномасштабные поперечные нелинейные взаимодействия в лазерных пучках: новые типы нелинейных волн, возникновение “оптической турбулентности” // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 47. С. 611.
15. Ахманов С.А., Воронцов М.А., Иванов В.Ю. Генерация структур в оптических системах с двумерной обратной связью: на пути к созданию нелинейно-оптических аналогов нейронных систем // Новые физические принципы оптической обработки информации. Под ред. С.А. Ахманова и М.А. Воронцова. М.: Наука, 1990. С. 263–325.
16. Рахманов А.Н. Поперечные дифракционные структуры в системах с оптической обратной связью // Опт. и спектр. 1993. Т. 74. № 6. С. 1184–1187.
17. Павлов П.В., Бабушкин И.В., Лойко Н.А., Розанов Н.Н., Федоров С.В. Возбуждение локализованных пространственных структур разной симметрии в системе двух тонких пленок // Изв. вузов. Радиофизика. 2004. В. 10–11. С. 1000–1007.
18. Розанов Н.Н., Семенов В.Е. Гистерезисные изменения профиля пучка в нелинейном интерферометре Фабри–Перо // Опт. и спектр. 1980. Т. 48. № 1. С. 108–114.
19. Розанов Н.Н., Семенов В.Е., Ходова Г.В. Поперечная структура поля в нелинейных бистабильных интерферометрах. III. Зависимость профиля пучка от числа Френеля // Квант. электрон. 1983. Т. 10. № 11. С. 2355–2358.
20. Розанов Н.Н., Ходова Г.В. Автосолитоны в бистабильных интерферометрах // Опт. и спектр. 1988. Т. 65. № 6. С. 1375–1377.
21. Rosanov N.N., Fedorov A.V., Khodova G.V. Effects of spatial distributivity in semiconductor optical bistable systems // Phys. Stat. Sol. (b). 1988. V. 150. № 2. P. 545–555.
22. Rosanov N.N., Khodova G.V. Diffractive autosolitons in nonlinear interferometers // JOSA. B. 1990. V. 7. № 6. P. 1057–1065.
23. Ахмедиев Н.Н., Анкевич А. Солитоны: Нелинейные импульсы и пучки. М.: Физматлит, 2003. 299 с.
24. Dissipative Solitons. Akhmediev N., Ankiewicz A., Eds. Lecture Notes Phys. V. 661. Berlin: Springer, 2005. 448 р.
25. Dissipative Solitons: From optics to biology and medicine. Akhmediev N., Ankiewicz A., Eds. Lecture Notes Phys. V. 751. Berlin: Springer, 2008. 478 р.
26. Lugiato L.A., Lefever R. Spatial dissipative structures in passive optical systems // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. № 21. P. 2209–2211.
27. Розанов Н.Н. Дифракционные волны переключения и автосолитоны в интерферометре с пороговой нелинейностью // Опт. и спектр. 1991. Т. 70. № 6. С. 1342–1344.
28. Розанов Н.Н. Пары связанных дифракционных автосолитонов в интерферометре с пороговой нелинейностью // Опт. и спектр. 1991. Т. 71. № 5. С. 816–819.

29. Розанов Н.Н., Федоров А.В. Дискретно-аналоговый режим широкоапертурных оптических бистабильных систем // Опт. и спектр. 1990. Т. 68. № 5. С. 969–971.
30. Розанов Н.Н. Новые типы дифракционных волн переключения и автосолитонов в нелинейных интерферометрах // Опт. и спектр. 1992. Т. 72. № 2. С. 447–453.
31. Лисицын В.Н., Чеботаев В.П. Гистерезис и “жесткое” возбуждение в газовом лазере // Письма в ЖЭТФ. 1968. Т. 7. № 1. С. 3–6.
32. Розанов Н.Н., Федоров С.В. Дифракционные волны переключения и автосолитоны в лазере с насыщающимся поглощением // Опт. и спектр. 1992. Т. 72. № 6. С. 1394–1399.
33. Розанов Н.Н., Федоров С.В., Шацев А.Н. Структура энергетических потоков и ее бифуркации для двумерных лазерных солитонов // ЖЭТФ. 2004. Т. 125. № 3. С. 486–498.
34. Rosanov N.N., Fedorov S.V., Shatsev A.N. Curvilinear motion of multivortex laser-soliton complexes with strong and weak coupling // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 95. № 5. P. 053903 (4 pages).
35. Rosanov N.N., Fedorov S.V., Shatsev A.N. Two-dimensional laser soliton complexes with weak, strong, and mixed coupling // Appl. Phys. B. 2005. V. 81. № 7. P. 937–943.
36. Розанов Н.Н. Мир лазерных солитонов // Природа. 2007. В. 6. С. 51–60.
37. Розанов Н.Н. Феноменологические уравнения движения диссипативных оптических солитонов // Опт. и спектр. 2007. Т. 102. № 5. С. 800–804.
38. Розанов Н.Н., Федоров С.В., Шацев А.Н. Движение диссипативных солитонов в лазере с плавной поперечной неоднородностью // ЖЭТФ. 2008. Т. 133. № 3. С. 532–544.
39. Веретенов Н.А., Розанов Н.Н., Федоров С.В. Комплексы трехмерных лазерных солитонов и их столкновения // Опт. и спектр. 2008. Т. 104. № 4. С. 642–646.
40. Розанов Н.Н., Чан С.Ч. Диссипативные солитоны в активных брэгговских решетках // Опт. и спектр. 2006. Т. 101. № 2. С. 286–292.
41. Чан С.Ч., Розанов Н.Н. Консервативные и диссипативные световодные брэгговские солитоны // Опт. и спектр. 2008. Т. 105. № 3. С. 432–477.
42. Высотина Н.В., Розанов Н.Н., Семенов В.Е., Федоров С.В., Шацев А.Н. Вращающиеся дискретные диссипативные оптические солитоны // Опт. и спектр. 2008. Т. 105. № 3. С. 478–482.
43. Rosanov N.N., Fedorov S.V., Shatsev A.N. Dissipative solitons in laser systems with non-local and non-instantaneous nonlinearity // Dissipative Solitons. Akhmediev N., Ankiewicz A., Eds. Lecture Notes Phys. V. 751. Berlin: Springer, 2008. P. 93–111.
44. Высотина Н.В., Розанов Н.Н., Семенов В.Е. Предельно короткие импульсы усиленной самоиндукционной прозрачности // Письма в ЖЭТФ. 2006. Т. 83. № 7–8. С. 337–340.
45. Rosanov N.N., Semenov V.E., Vysotina N.V. Collisions of few-cycle dissipative solitons in active nonlinear fibers // Laser Physics. 2007. V. 17. № 11. P. 1311–1316.
46. Розанов Н.Н., Семенов В.Е., Высотина Н.В. Предельно короткие диссипативные солитоны в активных нелинейных световодах // Квант. электрон. 2008. Т. 38. № 2. С. 137–143.
47. Розанов Н.Н. Преобразование электромагнитного излучения на движущихся неоднородностях среды // Письма в ЖЭТФ 2008. Т. 88. № 8. С. 577–580.
48. Розанов Н.Н. Преобразование электромагнитного излучения на быстро движущихся неоднородностях прозрачной среды // ЖЭТФ 2008. Т. 134. № 6(12).