



Библиотека

[Главная](#) / [Библиотека](#) / [Популярные журналы](#) / [«Природа»](#)

Мир лазерных солитонов

Н. Н. Розанов

[«Природа» №6, 2007](#)

Об авторе

Николай Николаевич Розанов, доктор физико-математических наук, заведующий теоретическим отделом Государственного оптического института им. С.И. Вавилова (Санкт-Петербург), профессор Санкт-Петербургского государственного университета информационных технологий, механики и оптики. Область научных интересов — физическая и нелинейная оптика, лазерная физика, физика солитонов. Лауреат премии им. Д.С. Рождественского РАН (2007).

Несколько веков частицы и волны рассматривались наукой как противоположности. Действительно, частицы (тела) обладают определенной формой, которая если и меняется в процессах, происходящих с ними, то лишь незначительно. А волны, даже будучи сконцентрированными в узкой области пространства в начальный момент времени, по мере распространения «расплываются» по всё большей области, что мы видим, например, при падении камня в воду. Такое различие, казалось бы, отвергает возможность сконструировать частицу из волн. Можно, конечно, предотвратить «расплывание» волн искусственными «стенками» — неоднородностью среды, в которой распространяются волны (что реализовано в волноводах). Но здесь нас интересует принципиальный вопрос о локализации волн в однородной среде. Это актуально и для квантовой механики, наделяющей объекты одновременно волновыми и корпускулярными свойствами. Общий ответ состоит в том, что такая локализация запрещена в рамках линейной науки, в которой волны (излучение) обладают столь малой мощностью, что не меняют свойств передающей их среды. Но с учетом эффектов самовоздействия, т. е. изменения характеристик среды достаточно мощными волнами, возможной оказывается нелинейная локализация.

Подобные устойчивые локализованные (за счет нелинейности среды) структуры в однородных средах называют солитонами, или уединенными волнами. Они разбиваются на два больших класса. Первый из них — консервативные солитоны, существующие в системах с пренебрежимо слабой диссипацией, роль которой сводится, в основном, к ограничению времени жизни солитона; в идеальной консервативной системе солитон обладает бесконечным временем жизни. Второй класс, заселенный автосолитонами, или диссипативными солитонами, возникает благодаря балансу притока и оттока энергии, наличие которых для автосолитонов — вопрос «жизни и смерти».

Оглядываясь назад

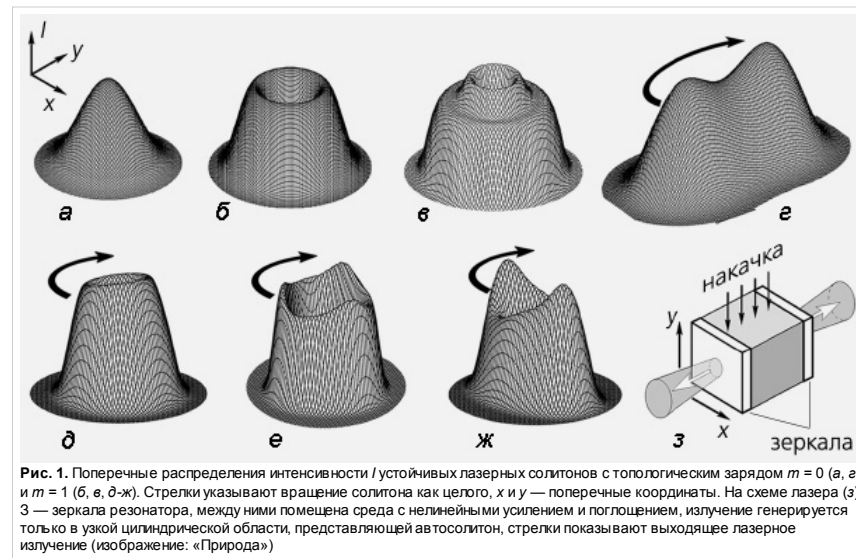
Первые научные статьи по солитонам (в современной терминологии) датируются XIX в. [1]. В 1831 г. М. Фарадей писал о наблюдениях мелких неподвижных и движущихся «кучек» в слое пудры, помещенной на колеблющейся платформе. Колебания платформы служили источником энергии, так что такие «кучки» следует причислить к автосолитонам (сейчас их называют осциллонами). Несколькими годами позже Р. Скотт описал формирование и распространение консервативного солитона — вала воды почти неизменной формы, движущегося в канале. В XX в. солитоны обоих классов широко исследовались практически во всех областях физики, в астрофизике, гидродинамике, химии и биологии.

Применительно к оптике эпоха солитонов началась вместе с появлением лазеров, чье мощное излучение меняет оптические свойства среды, в которой оно распространяется. Слабое излучение при распространении в однородной среде всегда расплывается в поперечных направлениях (по отношению к основному лучу) из-за дифракции, вызванной волновым характером света, а в продольном направлении — из-за дисперсии среды (различия ее свойств для излучения с различными длинами волн). В 1962 г. Г. А. Аскарьян предсказал эффект самофокусировки лазерных пучков в прозрачной среде с зависящим от интенсивности показателем преломления. Как известно, лучи света в среде с неоднородным показателем преломления изгибаются в сторону большего показателя преломления. Но в лазерном пучке интенсивность максимальна на его оси и спадает к периферии. Тогда, если показатель преломления возрастает с ростом интенсивности, лучи будут изгибаться к оси пучка, и среда станет эквивалентной собирающей (фокусирующей) линзе. Такая нелинейная фокусировка способна скомпенсировать линейное (дифракционное) расплывание, что и отвечает консервативному солитону. Точнее, это пространственный консервативный солитон, так как в нем нелинейная локализация происходит только в поперечном направлении. Эффект самофокусировки означает возможность передачи лазерного излучения в виде пучка неизменной формы и диаметра на большие расстояния. Позже были открыты и временные консервативные солитоны — в световодах, для которых нелинейная фокусировка уравнивает линейное дисперсионное расширение импульсов, и сейчас уже функционирует несколько коммерческих линий связи на основе временных оптических солитонов [1].

Реальные среды обладают хотя бы слабым поглощением, которое следует компенсировать для увеличения расстояния, на которое распространяются солитоны. Компенсации можно добиться, если ввести в схему усиление, но в действительности наличие этих диссипативных факторов может иметь более серьезные последствия. Открывается перспектива подавления дифракционного расплывания лазерного пучка, по аналогии с эффектом самофокусировки, за счет нелинейности самих диссипативных факторов — поглощения и усиления среды или, обобщая, источников и стоков энергии в нелинейных оптических системах. То, что такие оптические автосолитоны действительно существуют, было продемонстрировано в 1980-е годы (см. [2] и приведенную там литературу). В последнее время интерес к автосолитонам вообще и к оптическим автосолитонам в особенности быстро растет. Это вызвано как исключительным разнообразием типов оптических автосолитонов и необычностью их физики, так и их потенциалом для приложений в телекоммуникационных технологиях. В связи с расширением круга исследователей возникли и расхождения в определении этого термина, введенного Б.С. Кернером и В.В. Осиповым [3]. Мы будем следовать определению [4], согласно которому автосолитоны, или диссипативные солитоны, являются устойчивыми локализованными структурами поля в однородной или слабо промодулированной неконсервативной (с существенным энергообменом) нелинейной среде или системе.

Портрет одиночек

Оказалось, что мир оптических автосолитонов заселен удивительно разнообразными локализованными объектами, свойства которых существенно отличаются от свойств «обычных» частиц. Автосолитоны могут быть неподвижными, движущимися и вращающимися, стационарными и меняющимися периодически или хаотически, одиночными и связанными друг с другом [2]. Здесь мы ограничимся рассмотрением частного случая оптических автосолитонов — лазерных солитонов, формирующихся в лазере, внутри резонатора которого помимо усиливающей среды помещен насыщающийся поглотитель, см. рис. 1, з. Резонатор образуется парой параллельных плоских зеркал. Источником энергии служит накачка, создающая условия для усиления излучения в среде, а стоки энергии отвечают поглотителю и другим каналам потерь. Излучение распространяется преимущественно вдоль оси резонатора z (для наклонных лучей потери возрастают). Параметры схемы выбраны так, что при малой интенсивности излучения потери превышают усиление, генерация отсутствует, и этот режим устойчив. Однако с ростом интенсивности поглощение убывает быстрее, чем усиление, поэтому при некотором уровне интенсивности возможен их устойчивый баланс и поддерживается генерация излучения с такой интенсивностью. Безгенерационный и генерационный режимы в определенном диапазоне параметров схемы сосуществуют, т. е. в зависимости от начальных условий устанавливается один из них (оптическая бистабильность). Теперь учтем широкоапертурность (большое поперечное сечение) лазера. Тогда на одной (центральной) части апертуры может установиться генерационный режим, а на остальной (периферийной) — безгенерационный режим. Конечно, дифракция размывает переход между режимами и несколько меняет уровень интенсивности. Тем не менее соответствующее яркое пятно или островок генерации на темном фоне безгенерационного режима и представляет простейший лазерный автосолитон.



Основные свойства лазерных солитонов, как и более общего класса автосолитонов, следующие. Во-первых, при фиксированных параметрах схемы имеется дискретный набор состояний (характеристик) автосолитонов. Во-вторых, автосолитоны возбуждаются пороговым образом (жестко) — нужен достаточно большой начальный выброс. Если же максимальная амплитуда выброса на фоне отсутствия генерации меньше критического значения, то выброс рассеивается и вновь устанавливается безгенерационный режим. Эти свойства кардинально отличаются от известных для консервативных солитонов (у последних спектр характеристик сплошной, т. е. их параметры плавно перестраиваются, а возбудить их можно выбросом с произвольно малой амплитудой). Такие различия важны и для приложений. Так, за длительный период под действием флуктуаций характеристики консервативного солитона могут сильно измениться, а для автосолитонов они «привязаны» к невозмущенным значениям и могут только слабо отклоняться от них, возвращаясь после окончания флуктуаций к исходным. Поэтому оптические автосолитоны перспективны для приложений при обработке информации с повышенными требованиями к точности и надежности операций.

Поперечное распределение интенсивности выходящего из лазера излучения для ряда лазерных солитонов (повторим, что от обычного лазерного луча оно отличается именно этим распределением, которое заведомо не охватывает всего сечения активной среды) показано на рис. 1. Поперечные координаты x и y здесь и далее приводятся в безразмерных единицах, реальные же ширины солитонов в полупроводниковых микрорезонаторах около десятка микрометров. Варианты *a-v* отвечают солитонам с осесимметричным распределением интенсивности. Простейший («фундаментальный») солитон (*a*) обладает колоколообразным распределением интенсивности и регулярным искривленным волновым фронтом (не показанная здесь поверхность постоянной фазы). Для вихревых солитонов (*б, в, д-ж*) волновой фронт включает дислокацию, т. е. интенсивность излучения в некоторой точке обращается в нуль, а фаза при полном обходе этой точки по замкнутому контуру сдвигается на величину $2\pi m$, где целое число m называется топологическим зарядом. Название подсказывает, что вокруг центра таких солитонов имеется вихревое движение энергии излучения. Для конфигураций (*б*) и (*в*) топологический заряд один и тот же ($m = 1$), но для последней имеется дополнительная радиальная осцилляция интенсивности. Солитоны (*a-v*) отвечают монохроматическому излучению, но их частоты различаются; изменение знака m равносильно замене направления возрастания фазы на противоположное при сохранении частоты генерации. Для солитонов (*г-ж*) интенсивность не обладает осевой симметрией, и эти структуры вращаются как целое с постоянной угловой скоростью. Пример (*з*) показывает, что вращение солитонов не обязательно связано с наличием дислокаций волнового фронта.

Анализируя движение

Здесь мы рассматриваем двумерные* автосолитоны (одномерные и трехмерные лазерные солитоны анализируются в [2]), полагая, что продольное изменение амплитуды поля мало, нелинейность среды безынерционна, а поляризация излучения близка к линейной. Сосредоточим внимание на следующих вопросах:

- внутренняя структура лазерных автосолитонов;
- слабо и сильно связанные структуры;
- движение структур автосолитонов и их симметрия.

Кстати, о симметрии. Отметим прежде всего ее весьма общее свойство, управляющее характером движения произвольных структур излучения. Нетривиален здесь сам выбор объекта симметрии. С одной стороны, говорить о симметрии только распределения интенсивности для лазерных солитонов оказывается недостаточным. С другой стороны, требование

симметрии фазы поля слишком обременительно; в частности, фаза простейших вихревых автосолитонов типа (б) на рис. 1 не только не обладает симметрией, но и не определена в точках дислокаций волнового фронта. Вместо фазы целесообразно рассматривать поперечный поток энергии излучения, который определяется в условиях малой угловой расходимости лазерного излучения произведением интенсивности на (поперечный) градиент фазы поля. Соответственно, необходимо говорить об одновременной симметрии распределения интенсивности и поперечного потока энергии излучения. И тогда из исходного управляющего уравнения (обобщенного уравнения Гинзбурга—Ландау, определяющего динамику пространственного распределения амплитуды поля излучения) вытекают следующие утверждения [5]:

- Если поперечные распределения интенсивности и потока энергии имеют общую (зеркальную) ось симметрии (симметрия первого типа), то 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 с центром симметрии) неподвижен. При этом сохраняется возможность вращения системы вокруг центра симметрии. При $N = 2$ имеет место центральная симметрия.

Это свойство будет ключевым в дальнейшем изложении. Интригующий вопрос о характере движения в отсутствие этих элементов симметрии мы оставим пока открытым.

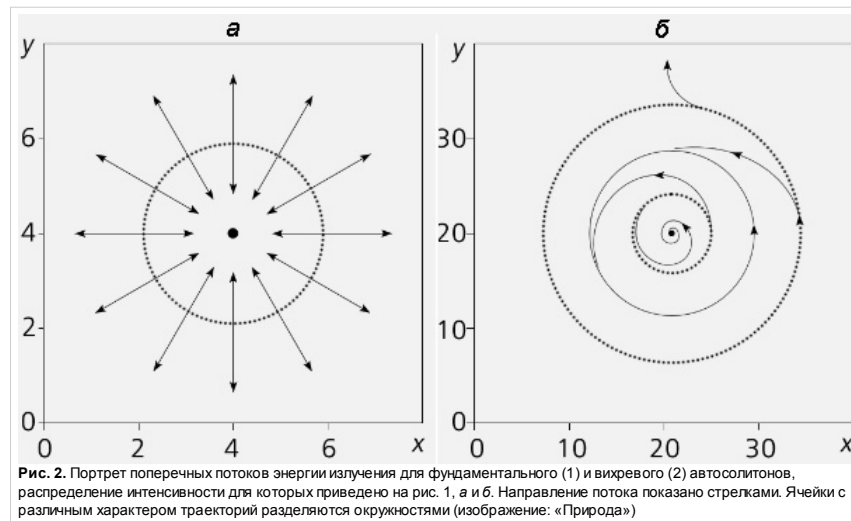


Рис. 2. Портрет поперечных потоков энергии излучения для фундаментального (1) и вихревого (2) автосолитонов, распределение интенсивности для которых приведено на рис. 1, а и б. Направление потока показано стрелками. Ячейки с различным характером траекторий разделяются окружностями (изображение: «Природа»)

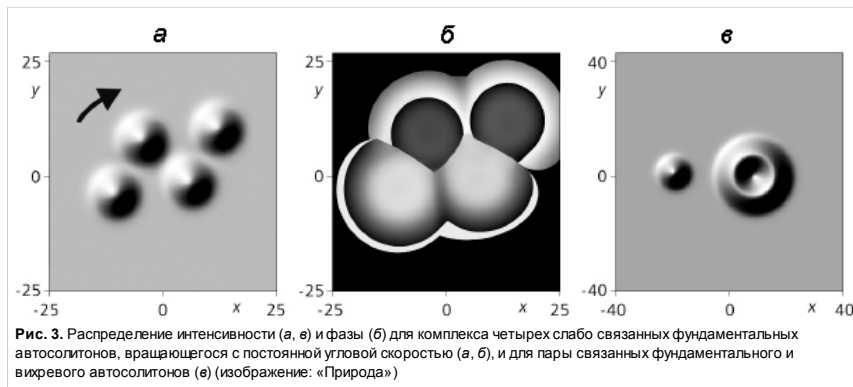
Поскольку в автосолитонах реализуется баланс притока и оттока энергии, анализ потоков энергии имеет для них важнейшее значение. Более проста структура потоков энергии для лазерных солитонов с осесимметричным профилем интенсивности, приведенная на рис. 2 для фундаментального (а) и вихревого (б, $m = 1$) солитонов. Направление потока показано стрелками. На периферии автосолитонов он быстро стремится к нулю вместе с интенсивностью излучения. В их центре поток также обращается в нуль, хотя и по разным причинам (для фундаментального автосолитона в нуль обращается градиент фазы, а для вихревых — интенсивность). Поэтому центр автосолитона является особой (неподвижной) точкой портрета потоков энергии. Другие важные элементы портрета — замкнутые кривые, в данном случае окружности, разделяющие его на ячейки с различным характером траекторий потоков энергии. Для фундаментального автосолитона потоки направлены радиально (к центру во внутренней ячейке и от центра во внешней ячейке). Более интересна картина в случае вихревых автосолитонов, где мы видим вихри, как в водовороте. Для них ячеек уже четыре, и окружности являются предельными циклами, на которые наматываются или с которых сматываются все близкие траектории потоков. Таким образом, уже простейшие симметричные автосолитоны обладают внутренней структурой, определяемой топологией потоков энергии. Заметим, что одиночные автосолитоны характеризуются симметрией второго типа (относительно вращения на любой угол), ввиду чего они неподвижны.

Сохранившие индивидуальность

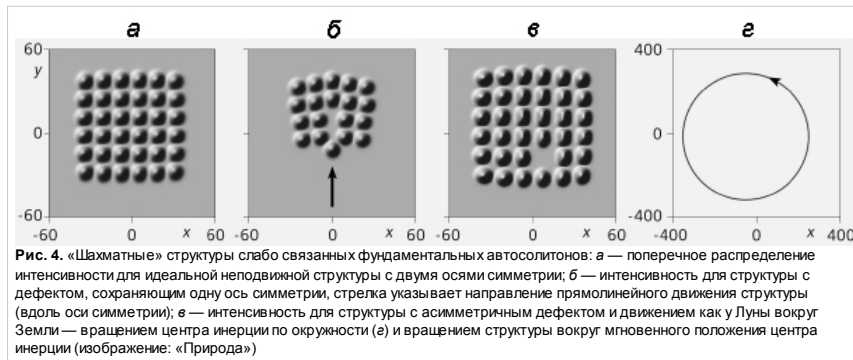
Если в широкоапертурном лазере возбудить несколько автосолитонов (параллельных оси лазера каналов генерации), то взаимодействие между ними будет определяться степенью перекрытия их полей. При малой степени перекрытия взаимодействие слабое и зависит от расстояний и разностей фаз между автосолитонами. В таком случае можно построить «механику» автосолитонов, трактуемых как частицы. Интересен вопрос о характере этой механики (действуют ли для нее законы Ньютона) и конечных состояниях системы автосолитонов.

Сначала уточним критерий слабости связи (взаимодействия) лазерных солитонов. А именно, будем считать связь слабой, если в портрете потоков энергии сохраняются все замкнутые линии, которые имелись у индивидуальных автосолитонов. Сначала рассмотрим такие ситуации, когда связь остается слабой на протяжении всей эволюции. При этом из автосолитонного, как из деталей конструктора, можно строить разнообразные связанные состояния.

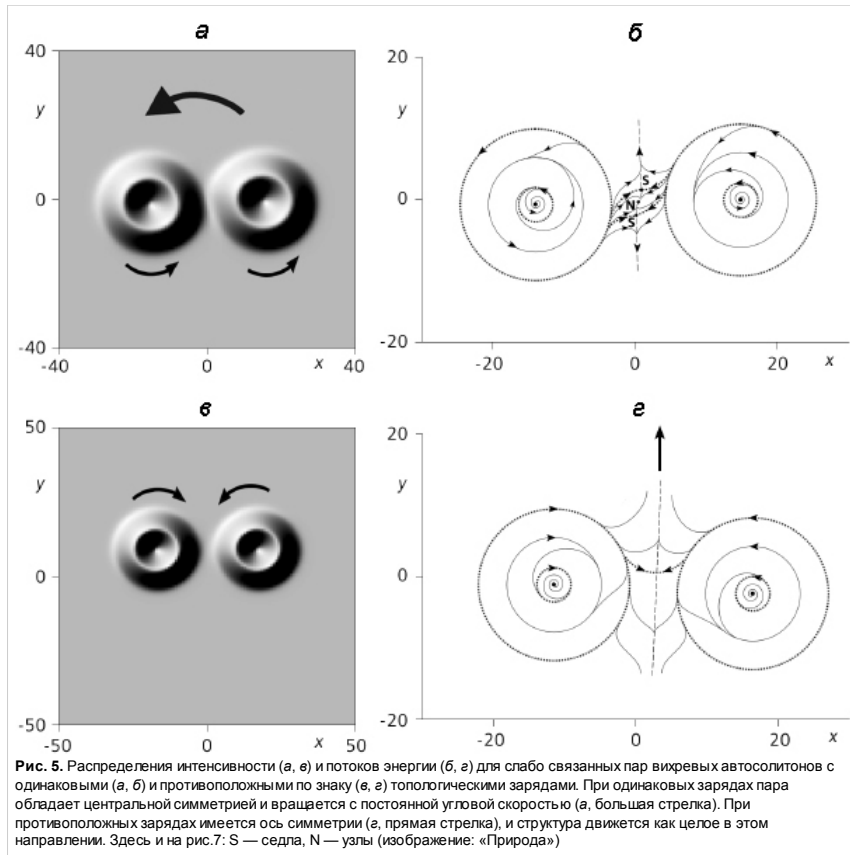
Начнем с одиноковых фундаментальных автосолитонов (с нулевым топологическим зарядом). В интересующем нас случае слабой анизотропии среды в установившейся связанной паре они будут либо синфазны, либо противофазны, и имеется дискретный набор равновесных расстояний между ними. При этом есть две оси симметрии первого типа, ввиду чего пары одинаковых фундаментальных солитонов неподвижны (в том числе они не вращаются). Однако из большего числа таких одинаковых автосолитонов можно построить устойчивые асимметричные структуры. Их тройки с различной разностью фаз (0 и π) между парами устанавливаются в виде равнобедренных треугольников. Поэтому имеется одна ось симметрии первого типа, и структура движется как целое вдоль данной оси с фиксированной скоростью (см. ниже рис. 6). Для большего числа фундаментальных автосолитонов реализуются и вращающиеся с постоянной угловой скоростью структуры (рис. 3, а, б), характеризующиеся симметрией второго типа. Отметим, что пока мы рассматриваем «жесткие» структуры, в которых устанавливаются определенные расстояния и разности фаз между составляющими автосолитонами, а малые отклонения от их равновесных значений со временем убывают.



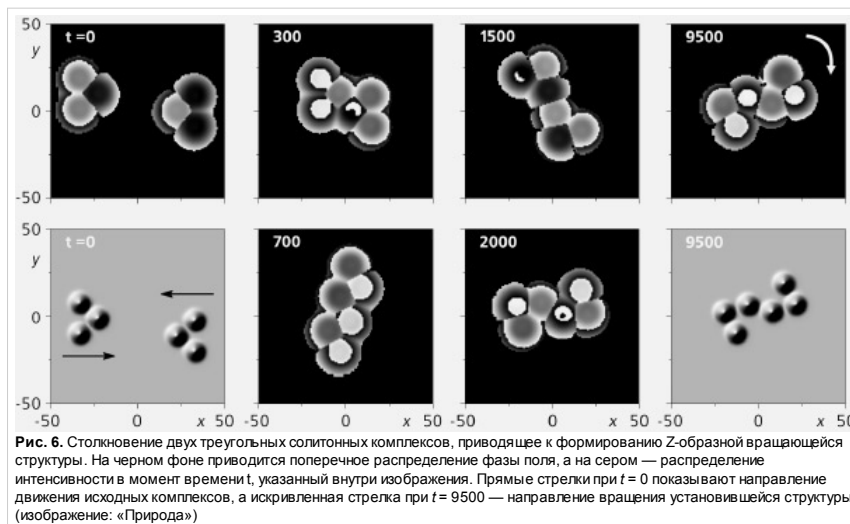
С ростом числа автосолитонов в комплексе разнообразие режимов движения растет. Роль симметрии в движении автосолитонов наглядно раскрывает рис. 4. На рис. 4, а приведена исходная «идеальная шахматная структура» с разностью фаз соседних автосолитонов π ; она неподвижна ввиду наличия двух осей симметрии первого типа. При внесении в нее дефекта — изъятии одного из солитонов — симметрия нарушается. На рис. 4, б показана шахматная структура с дефектом, сохраняющим одну ось симметрии. В соответствии с симметрией структура движется как целое с фиксированной скоростью без вращения. Новый тип движения обнаруживается в структуре без элементов симметрии (рис. 4, в): движение «жесткой» структуры разлагается на два «элементарных». Во-первых, центр инерции движется криволинейно, в данном случае он вращается по окружности (рис. 4, г). Во-вторых, структура вращается вокруг мгновенного положения центра инерции. Периоды этих двух вращений совпадают, т. е. структура движется, как Луна вокруг Земли. Тем самым мы имеем дело с криволинейным движением асимметричной структуры слабо связанных фундаментальных автосолитонов [5]. Таким образом, из лазерных солитонов как из «атомов» можно строить как «идеальные», так и «реальные кристаллы» (с дефектами), которые движутся, в том числе криволинейно, и вращаются с дискретным набором линейной и угловой скорости.



Движение и вращение комплексов вихревых солитонов начинается уже для слабо связанных пар (рис. 5, а, б). На рис. 5, а показана такая пара одинаковых вихрей (с совпадающими топологическими зарядами $m_1 = m_2 = 1$). Здесь наличие центральной симметрии, поэтому центр инерции неподвижен, а структура вращается с постоянной угловой скоростью. При различающихся по знаку топологических зарядах $m_1 = -m_2 = 1$ имеется одна ось симметрии первого типа, и структура движется как целое, не вращаясь, вдоль этой оси (рис. 5, в, г). На рисунках потоков энергии здесь и на рис. 7 указаны особые (неподвижные) точки S — седла и N — узлы. Их отличие в том, что в седла входят и выходят из них только по две траектории, а в малой окрестности узлов все траектории одновременно входят или выходят из них.



В приведенных примерах индивидуальные автосолитоны в комплексе обладают одинаковыми частотами излучения (у них совпадает абсолютная величина топологического заряда). В паре же фундаментального и вихревого автосолитонов их частоты различаются, ввиду чего разность фаз между ними непрерывно меняется. Поскольку разность фаз солитонов существенно определяет характер их взаимодействия (притяжение или отталкивание), то, казалось бы, такие некогерентные пары невозможны. Тем не менее оказывается, что пары слабо связанных разночастотных автосолитонов устойчивы (рис. 3, в), но они колеблются с частотой, близкой к разности частот индивидуальных автосолитонов, и с весьма малой глубиной модуляции. Такая пара асимметрична, но в среднем (за период модуляции) движения здесь не обнаруживается, так как потоки энергии периодически изменяют направление и асимметрия в среднем обращается в нуль. В определенной степени сходна ситуация с вращающейся асимметричной одногорбой структурой (рис. 1, д). Для нее центр инерции вращается по окружности, однако поступательное движение в среднем отсутствует, так как средний за период вращения поперечный поток энергии равен нулю.

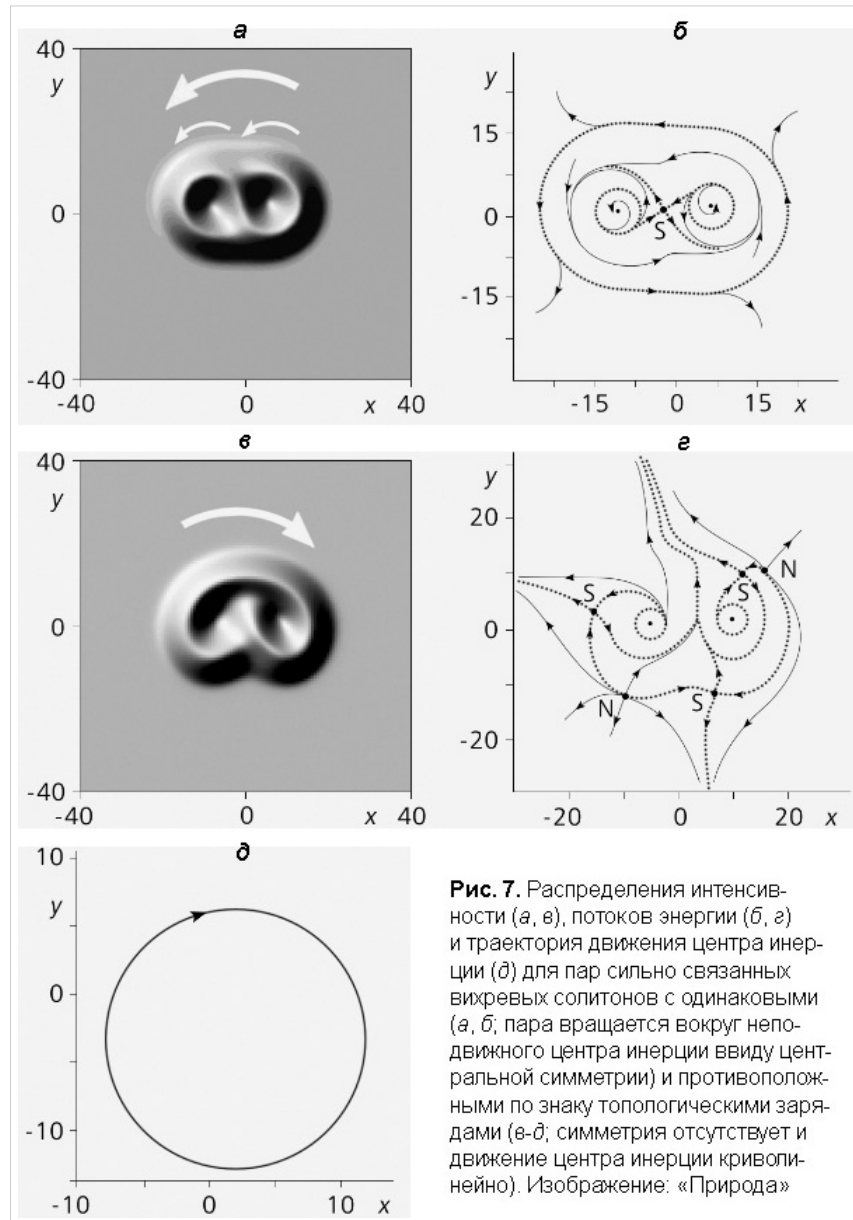


Как мы видели, из симметричных (и потому неподвижных) одиночных автосолитонов можно сконструировать асимметричные (и, следовательно, движущиеся) связанные комплексы. Соответственно, можно организовать столкновения таких комплексов. Сценарии столкновений чрезвычайно разнообразны и включают варианты с изменением числа автосолитонов. На рис. 6 иллюстрируется один из вариантов, когда два сталкивающихся «треугольных» комплекса захватываются и формируют единый Z-образный комплекс, вращающийся с постоянной угловой скоростью. Безразмерное время t здесь и на рис. 8 пропорционально числу проходов излучения через резонатор. Вращение связано с центральной симметрией исходной конфигурации. Анимации для этого и других сценариев доступны по интернет-адресу [6].

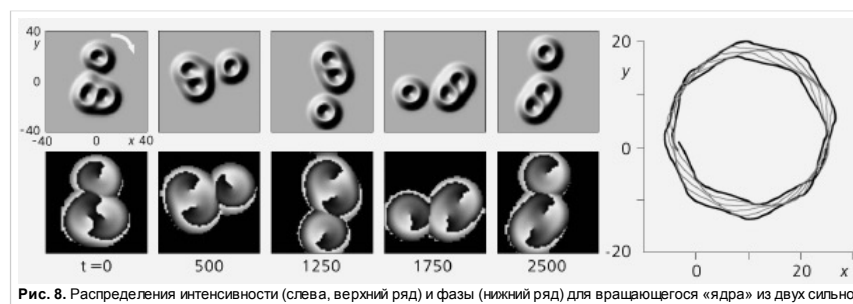
Слившиеся в танце

В зависимости от начального расположения отдельных автосолитонов могут устанавливаться не только их слабо связанные структуры, но и более сложные. На рис. 7, а, б представлена «сильно связанная» пара двух автосолитонов с

совпадающими топологическими зарядами $m_1 = m_2 = 1$. Напомним, что при слабой связи вихрей, которая отвечает сравнительно большому расстоянию между ними, центр каждого вихря на диаграмме энергетических потоков окружают три замкнутых линии — предельных цикла (рис. 2, б и 5, б, з). Теперь же каждый из двух вихрей обладает только одним индивидуальным предельным циклом (рис. 7, б). Два другие предельных цикла по мере сближения вихревых солитонов исчезают в результате бифуркаций (резкой перестройки), превращаясь в конце концов в два коллективных предельных цикла, охватывающих центры обоих вихрей (рис. 7, б). Топология потоков энергии меняется, и мы говорим здесь о сильной связи автосолитонов. Эта пара обладает симметрией второго типа, так что ее центр инерции неподвижен, и она вращается с определенной угловой скоростью. Для сильно связанной пары вихревых солитонов с противоположными по знаку топологическими зарядами (рис. 7, в, з) симметрия отсутствует. Расчеты [7] показали, что такая пара, как и асимметричная шахматная структура (рис. 4, в, з), движется, как Луна вокруг Земли, т. е. ее центр инерции вращается по окружности (рис. 7, д) и, кроме того, она вращается относительно мгновенного центра инерции, причем периоды этих двух вращений вновь совпадают.



В приведенных примерах асимметричных комплексов траектория движения — окружность. Однако это не так для «нежестких» комплексов. Рассмотрим, например, «планетарную» модель, состоящую из «ядра» — сильно связанной вращающейся пары вихревых солитонов с одинаковыми топологическими зарядами (рис. 7, а), и «спутника» — вихревого солитона, слабо связанного с ядром и вращающегося вокруг него с периодом, заметно превышающем период вращения ядра (рис. 8).



связанных вихревых солитонов и «сателлита» — слабо связанного с ядром вихревого солитона, вращающегося вокруг ядра, в различные моменты времени t . Справа показана траектория движения центра инерции комплекса (изображение: «Природа»)

В этом устойчивом комплексе реализуется смешанная связь автосолитонов (слабая и сильная для их различных пар). Мгновенные распределения интенсивности и потоков энергии не обладают симметрией. Поэтому центр инерции комплекса движется криволинейно, но уже по более сложной траектории (рис. 8, б). Она состоит из ряда сегментов, повторяющих друг друга при их повороте на угол, определяемый отношением периодов собственного вращения ядра и вращения сателлита вокруг ядра. С точностью до погрешностей вычислений эта траектория замкнута (правый рисунок), что свидетельствует о синхронизации двух типов вращений (из-за нелинейного взаимодействия отношение периодов равно отношению двух целых чисел). Отсутствие поступательного движения центра инерции связано с тем, что усредненные за общий период двух вращений распределения интенсивности и потоков симметричны. Устойчивыми оказываются и «планетарные» системы с двумя «сателлитами». Анимацию движения «планетарных систем» тоже можно посмотреть в Интернете [6].

Забегая вперед

Как надеется автор, в заметке продемонстрирована необычность и разнообразие лазерных солитонов — достойного представителя класса автосолитонов (диссипативных солитонов). Подведем некоторые итоги. Их «диссипативный» мир (в противоположность консервативному) обладает многими непривычными свойствами. Хотя излучение рассматривается как классическое, одиночные автосолитоны обладают аналогом квантовых свойств — дискретным (а не сплошным, как в случае консервативных солитонов) набором состояний. Поэтому в «диссипативном мире» автосолитоны могли бы рассматриваться как некие элементарные частицы. В то же время одиночный автосолитон имеет внутреннюю структуру, связанную с топологией потоков энергии. Если сопоставить автосолитон атому (с набором дискретных уровней энергии), можно сказать, что при взаимодействии нескольких «атомов» формируются «молекулы» с дискретным набором расстояний между ними, а в периодической решетке «атомов» образуются зоны состояний, как в кристалле, так что и здесь классические поля проявляют некоторые из квантовых свойств. Автосолитоны при взаимодействиях могут превращаться в другие типы, и даже может меняться их число, так как привычные законы сохранения в «диссипативном мире» не действуют. Взаимодействие автосолитонов может быть слабым и сильным, в зависимости от того, меняется ли топология потоков энергии индивидуальных автосолитонов. В процессе взаимодействия сам его тип может измениться, что сопровождается бифуркациями структуры потоков энергии.

Важное свойство автосолитонов — их способность к движению. Характер движения лазерных солитонов определяется симметрией распределений интенсивности и потоков энергии излучения; они могут не только двигаться прямолинейно и вращаться, но и двигаться криволинейно даже в отсутствие неоднородностей системы. Условием криволинейности движения центра инерции служит отсутствие симметрии. Поэтому автосолитоны как частицы не подчиняются законам консервативной механики Ньютона. Это и не удивительно для «диссипативного мира», т. е. открытой системы, ведь автосолитон является лишь частью замкнутой системы. В открытых системах «бытовыми» примерами криволинейного движения может служить полет бумеранга или хорошо известное круговое, в отсутствие ориентиров, движение пешехода с различающимися длинами шагов правой и левой ног. В «диссипативном мире», в котором присутствует эффективное трение, симметричные структуры неподвижны, а асимметричные структуры движутся с дискретным набором поступательной и вращательной скоростей (в отличие от консервативного «галилеевского» мира, в котором эти скорости произвольны). Асимметрия служит источником «квантованности» скорости установившегося движения, для которого трение компенсируется потоками энергии. Наличие дислокаций волнового фронта для рассмотренных типов движения обязательно, хотя их присутствие может способствовать увеличению степени асимметрии. Отметим, что говорить о симметрии имеет смысл, если она устойчива по отношению к слабым возмущениям, что и реализуется в приведенных примерах. Укажем также, что вращение и движение (в том числе криволинейное) слабо связанных автосолитонов происходят здесь в отсутствие неустойчивости каких-либо неподвижных структур.

Приведенные результаты не исчерпывают тему лазерных (оптических) солитонов. Так, в настоящее время для экспериментов перспективны полупроводниковые микрорезонаторы на квантовых ямах [8]. Но для таких лазеров существенна инерционность нелинейного отклика среды, которая выступает как новая динамическая переменная, что приводит к новым типам автосолитонов [2]. Увлечателен и анализ взаимодействия и движения трехмерных оптических автосолитонов — «лазерных пуль» [2], а также проявлений истинной квантовости электромагнитного излучения (флуктуаций) в свойствах и движении оптических автосолитонов.

Оптические автосолитоны интересны не только для физики, следует учитывать также их перспективность для приложений в сфере обработки информации. Здесь предложен оригинальный подход дискретно-аналоговых операций [2]. Так, информацию можно закодировать отдельными автосолитонами как «битами», и тогда на широкой апертуре схемы можно записать одновременно много единиц информации. В идеальных условиях автосолитон можно сформировать в любом месте апертуры, но под действием неоднородностей его положение может неконтролируемо меняться. Чтобы удержать отдельные солитоны в определенных ячейках, в схему нужно ввести слабую регулярную пространственную модуляцию внешнего излучения. Модуляция наводит в схеме управляемую и перестраиваемую систему ячеек, в каждой из которых может быть записан или не записан бит. На этом этапе схема работает в дискретном режиме. А на следующем этапе вычислительного цикла неоднородность внешнего излучения динамически устраняется (аналоговый режим). При этом объединение соседних автосолитонов в асимметричную пару будет приводить к ее передвижению в другую ячейку, что позволяет, например, осуществить автоматический перенос разряда при сложении чисел и реализовать автосолитонные схемы регистра сдвига и полного оптического сумматора [2]. Отметим и другое интересное приложение оптических временных автосолитонов для получения предельно коротких (фемтосекундных или даже субфемтосекундных) световых импульсов в активных нелинейных световодах [9], что может иметь далеко идущие последствия для повышения производительности передачи информации, для биологии и фундаментальной метрологии. Но для создания реальных устройств еще предстоит большая работа по оптимальному выбору схем и материалов и по построению более тесно связанной с экспериментом теории автосолитонов — увлекательных объектов современной нелинейной физики.

В то же время представленные результаты имеют более общий аспект. Напрашивается, например, замена оптического излучения на экситоны и, соответственно, анализ физики экситонных автосолитонов в полупроводниковых наноструктурах. Хотя оптические автосолитоны появились на свет заметно позже своих «биологических» и «химических» собратьев, представляется, что на сегодня степень их изученности более высока, а некоторые из солитонных эффектов, обнаруженных в оптике, еще не имеют известных неоптического аналогов. Заметим, что ряд свойств, включая существенность энерго- и массообмена и пороговый характер возбуждения, позволяют трактовать тайфуны как гигантские вихревые автосолитоны. Заманчива идея управления движением тайфуна или его разрушением. Аргумент скептиков о несоизмеримости доступной для воздействия энергии с колоссальной энергией тайфуна представляется необоснованным; так, большая энергия быстро движущегося поезда не в состоянии предотвратить его разрушения при отвечающем скромной энергии асимметричном возмущении в виде дефекта рельсов.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований. Проект 04-02-16605а.

Литература:

- [1. Кившарь Ю.С., Агравал Г.П.](#) Оптические солитоны. М., 2005.
- [2. Rosanov N.N.](#) Spatial Hysteresis and Optical Patterns. Berlin, 2002.
- [3. Кернер Б.С., Осипов В.В.](#) Автосолитоны. М., 1991.
- [4. Розанов Н.Н.](#) Автосолитон. Большая Российская энциклопедия. Т. 1. 2005. С. 171.
- [5. Розанов Н.Н., Федоров С.В., Шацев А.Н.](#) // ЖЭТФ. 2006. Т. 129. С. 625–635.
- [6. Dissipative soliton in Rosanov Team.](#)
- [7. Rosanov N.N., Fedorov S.V., Shatsev A.N.](#) // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 95. P. 053903.
- [8. Barland S., Tredicce J.R., Brambilla M. et al.](#) // Nature. 2002. V. 419. P. 699–702.
- [9. Высотина Н.В., Розанов Н.Н., Семенов В.Е.](#) // Письма в ЖЭТФ. 2006. Т. 83. С. 337–340.

* Размерность солитона задается числом измерений, в которых поле локализовано за счет нелинейности среды. В двумерном солитоне поле сосредоточено в объеме цилиндрической формы.