

ОПТИЧЕСКИЕ ИНФОРМАЦИОННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ

УДК 535 : 621.373.8, 535 : 53.083

ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННАЯ ДИНАМИКА
ВОЛОКОННЫХ ЛАЗЕРНЫХ СИСТЕМ (ОБЗОР)*Д. В. Чуркин¹, С. К. Хорев², И. Д. Ватник^{1,3}¹Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, г. Новосибирск, ул. Пирогова, 2²Zecotek Photonics, Inc.,
1120-21331 Gordon Way, Richmond, BC, V6W 1J9 Canada³Институт автоматизации и электрометрии СО РАН,
630090, Россия, г. Новосибирск, просп. Академика Коптюга, 1
E-mail: ilya.vatnik@gmail.com

Рассматривается новая концепция изучения пространственно-временных режимов генерации в лазерах, при которых в излучении одновременно сосуществуют несколько временных масштабов (один из них связан со временем обхода резонатора). Суть концепции заключается в том, зависимость интенсивности от времени исследуется в двух измерениях, одно из которых соответствует эволюции по последовательным обходам резонатора. Показывается разнообразие пространственно-временных режимов генерации в волоконных лазерах различных типов, например квазинепрерывных лазерах, импульсных лазерах с пассивной и активной синхронизацией мод. Демонстрируется возможность экспериментального детектирования локализованных структур, в том числе солитонов, в излучении волоконных лазеров. Обсуждаются перспективы предложенного подхода.

Ключевые слова: оптическое гетеродинамирование, временная динамика, экстремальные события, солитоны, интенсивность генерации.

DOI: 10.15372/AUT20170201

Введение. Прогресс человеческих знаний во многих областях (например, современных средствах связи, фотонике, физической химии высокого временного разрешения переходных эффектов в различных физических средах, биомедицинских приложениях и здравоохранении) всё более зависит от возможности регистрации в реальном времени спорадических и непериодических событий, которые часто наблюдаются в циклических процессах, начиная с естественных природных циклов, неустойчивости Рэля — Тейлора в сплошных средах и твёрдых телах и заканчивая циклами дыхания или кровотока в биологии. Многие на первый взгляд нерегулярные события подчиняются разным видам периодичности, но их характерные временные константы существенно отличаются от соответствующих значений основного процесса. Нередко именно эти нерегулярные события оказываются ключом к пониманию механизмов, лежащих в основе физических процессов.

Большинство классических методов, распространённых в уже упомянутых областях, либо оказываются применимыми лишь к достаточно медленным процессам, либо опираются на стробоскопические принципы, которые, в свою очередь, требуют стабильных периодических сигналов. Разрешением этих трудностей является происходящее в данный момент рождение нового поколения измерительных методик, свободных от подобных огра-

*Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ (соглашение № 14.584.21.0014, уникальный идентификатор RFMEFI58415X0014).

ничений. Их появление обусловлено новейшими достижениями в области высокоскоростной оптической когерентной передачи информации и возможностью использования относительно недорогих телекоммуникационных компонент в научных и технологических задачах, где скоростные оптические измерения имеют определяющее значение.

Как в области исследовательской фотоники, так и во многих других сферах человеческой деятельности самым характерным примером нерегулярных явлений, наложенных на высокопериодический процесс, является переходная, или нестационарная, динамика световых полей, циркулирующих в оптических резонаторах. В данном случае нерегулярные события обычно имеют тенденцию развиваться в течение многих последовательных обходов резонатора излучением. Традиционные методики, основывающиеся на простой регистрации интенсивности, по большей части не в состоянии отделить такие события от шума или параллельных недетерминистических процессов. Тем не менее существует возможность отделения и визуализации в случае рассмотрения эволюции светового поля одновременно в двух измерениях: мгновенного пространственного распределения световой интенсивности вдоль резонатора и медленного изменения этого распределения на протяжении многих проходов по нему. Такая пространственно-временная методика может использоваться для любых традиционных измерений интенсивности достаточной продолжительности и позволит выявить детали внутренней структуры изучаемых сигналов, в том числе цикла существования уникальных неперiodических событий.

Применение пространственно-временного подхода к экспериментальному изучению источников света открывает новую эру в понимании их природы, поскольку интенсивность выходного излучения источника, имеющая совершенно случайный вид в одномерном временном представлении, может скрывать регулярный, хотя, возможно, и сложный и/или нестационарный режим, развитие которого протекает одновременно на нескольких временных масштабах, присущих изучаемой системе. Эта смена парадигмы уже оформляется в новую научную школу с большим количеством публикаций.

Легче всего концепцию пространственно-временной динамики понять на примере базовой физической модели. Рассмотрим наипростейший лазер с синхронизацией мод, при которой единственный импульс циркулирует в резонаторе, как показано на рис. 1. Динамика лазера во времени обычно анализируется с помощью измерения эволюции его выходной интенсивности во времени $I(t)$. Масштаб времени, на котором исследуется развитие излучения, обыкновенно определяется характерной длительностью флуктуаций интенсивности или в случае импульсного излучения длительностью импульсов, естественным образом устанавливающей ширину временного окна, где рассматривается $I(t)$ (рис. 1, *b*). Излучение совершает последовательные обходы вдоль резонатора, таким образом обуславливая единицу масштаба, равную времени полного обхода резонатора, на котором и эволюционирует излучение (чаще всего медленно в большинстве волоконных лазеров). Эта единица времени полностью определена длиной резонатора и радикально отличается от характерного времени развития быстрых флуктуаций интенсивности. Вследствие существенной разницы между временными масштабами быстрых и медленных изменений, связанных с циркуляцией излучения в резонаторе, медленная динамика оказывается скрытой при выделении быстрой динамики с помощью выбора подходящего временного окна, и наоборот.

Хорошо известно, что простые стробоскопические измерения позволяют наблюдать как быструю динамику, так и скрытую медленную эволюцию, если мгновенные снимки делаются через интервал, близкий к характеристической длительности цикла системы. Иными словами, и быстрая, и медленная динамика может быть одновременно визуализирована, когда наблюдатель делает серию измерений интенсивности одной и той же структуры, находясь в системе координат, движущейся со скоростью, которая относится к быстрой динамике. В лазерной физике стробоскопические измерения могут быть произведены естественным образом, если выходная интенсивность $I(t)$ регистрируется (непрерывно ли-

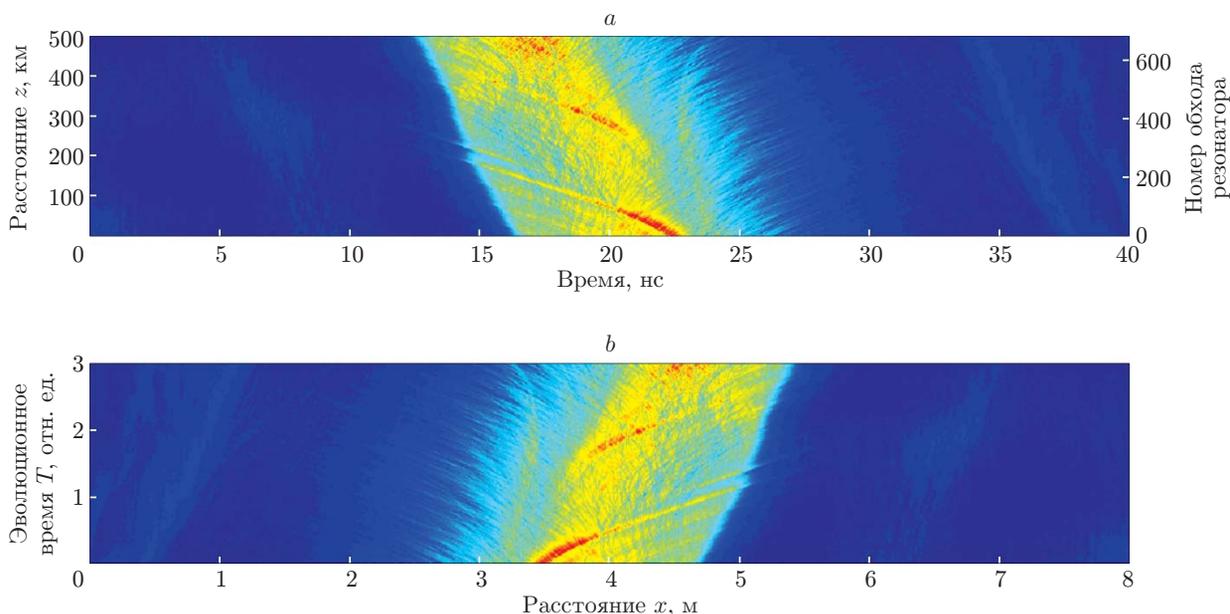


Рис. 1. Временная и пространственная координаты в пространственно-временной динамике: *a* — динамика $I(t, z)$ в координатной системе («быстрое» время t , продольная координата z); *b* — та же динамика $I(x, T)$, представленная в системе координат (расстояние x , «медленное» время T)

бо в серии замеров) в течение временного промежутка, значительно превышающего время обхода резонатора (см. рис. 1), и затем представляется в виде пространственно-временной динамики $I(t, T)$. Далее обсудим, каким образом две временные координаты t и T , вводимые таким двумерным представлением, соответствуют времени и пространству.

Пространственная и временная координаты в пространственно-временной динамике. В волоконной оптике световой импульс может быть описан с помощью медленно изменяющейся огибающей $A_s(Z, t)$, где t — время относительно центра импульса; z — расстояние, пройденное вдоль волокна; $|A_s|^2$ — оптическая интенсивность. Эволюция огибающей как функции расстояния, пройденного по волокну, подчиняется нелинейному уравнению Шрёдингера:

$$\frac{\partial A_s}{\partial z} + \frac{i}{2} \beta_{2s} \frac{\partial^2 A_s}{\partial t^2} + \frac{\alpha_s}{2} A_s = i\gamma_s |A_s|^2 A_s + \frac{g_s}{2} |A_s|^2 A_s.$$

Динамика интенсивности $I(t)$ на фиксированном расстоянии z_0 может быть непосредственно измерена быстрым фотодиодом и выведена на осциллографе в режиме реального времени. Передний фронт импульса в такой нотации расположен в области отрицательных значений, а его задний фронт — в области положительных значений времени. Данная зависимость интенсивности $I(t)$ медленно изменяется вдоль координаты распространения z . Измерения на различных расстояниях z позволяют визуализировать полную пространственно-временную динамику интенсивности $I(t, z)$. Её эволюцию по расстоянию z можно прямо наблюдать с помощью небольшой утечки излучения из волокна при его изгибе или, в крайнем случае, просто отрезая волокно на многих уменьшающихся значениях его длины (что, разумеется, не всегда допустимо). Если излучение генерируется внутри оптического резонатора, эволюция вдоль координаты z естественным образом измеряется в единицах числа полных проходов вокруг резонатора N или эквивалентно — в единицах, соответствующих пройденному расстоянию $z = NL$, где L — длина резонатора. В результате подобная система может быть описана пространственно-временной динамикой $I(t, z)$ (рис. 1, *a*).

Альтернативное представление, например, для одномерного нелинейного уравнения Шрёдингера вводится следующим образом. Пространственное распределение интенсивности $I(x)$ (по длине резонатора) развивается в течение времени t , которое может быть рассмотрено в единицах проходов излучения по резонатору как медленная временная координата T . Здесь x входит в нелинейное уравнение Шрёдингера в качестве второй частной производной, в то время как T участвует в виде первой частной производной. Физически это соответствует преобразованию t в $t - x/c$, т. е. наблюдению динамики в движущейся системе координат. Другими словами, берётся мгновенное распределение световой интенсивности, так что оно занимает определённое пространство вдоль среды распространения. Передний фронт этого распределённого в пространстве импульса расположен в области положительных значений координаты x (относительно центра импульса), а задний фронт — в области отрицательных значений. Последовательно регистрируя такие мгновенные распределения интенсивности, можно проследить временную эволюцию данной структуры интенсивности $I(x, T)$ (см. рис. 1, *b*). В случае резонаторов медленное эволюционное время T измеряется как число полных обходов резонатора N или как соответствующий ему момент времени $T = NT_{RT}$ в лабораторной системе координат (T_{RT} — время полного обхода резонатора). Результирующая пространственно-временная динамика $I(x, T)$ симметрична аналогичной динамике $I(t, z)$ в отношении оси x/t (см. рис. 1, *a*).

Следует отметить, что часто используется и смешанная нотация, в которой динамика интенсивности $I(t)$ по быстрому времени отслеживается как функция медленного эволюционного времени T . В таком случае динамика $I(t, T)$ представляется в двумерной временной области. Влияние конечной полосы осциллографа на полученную пространственно-временную динамику обсуждается в [1].

Впервые преимущества построения пространственно-временной динамики в контексте лазерной физики признаны в [2, 3], где было обнаружено, что CO₂-лазер с внешней задержанной обратной связью с характерным временем задержки, значительно превышающим любые другие временные масштабы системы, функционирует в различных хаотических пространственно-временных режимах. Затем эта же концепция начала широко применяться в численном моделировании для визуализации динамики, присущей ряду систем, не ограниченных только лазерами (см., например, [4–9]). Однако далее будем рассматривать в основном экспериментальные результаты в данной области, которые могут принести новое понимание изучаемых явлений.

Пространственно-временные режимы генерации в волоконных лазерах. Возможность экспериментального выявления пространственно-временной динамики волоконных лазеров привела к наблюдению разнообразных интересных, ранее неизвестных режимов генерации, которые имеют неожиданные параллели во многих на первый взгляд не связанных с лазерами областях физики. В частности, было выяснено, что квазинепрерывный волоконный лазер может генерировать большое число сильно коррелирующих мод со значительным подавлением флуктуаций интенсивности, что существенно отличается от более типичных многомодовых режимов с заметными флуктуациями интенсивности (рис. 2, *a*). Такие системы демонстрируют «ламинарно-турбулентный» переход, по ряду параметров аналогичный происходящему в потоках сплошной среды по трубам [10]. Было также найдено, что турбулентность оптических волн в квазинепрерывных лазерах имеет ряд чётких пространственно-временных отличительных особенностей [11]. В некоторых условиях комбинационные лазеры генерируют импульсы, которые можно назвать квазистационарными в том смысле, что время их жизни превышает характерное время нелинейной и дисперсионной дефазировки, и короткоживущими по отношению к глобальным стабильным импульсам (рис. 2, *b*).

Наблюдались похожие режимы и как предвестники обыкновенной импульсной генерации. Подобный переход был описан теоретически в комплексной модели Гинзбурга — Лан-

дау для лазера с синхронизацией мод [12] (рис. 2, *c*). В целом изучение пространственно-временной динамики интенсивности позволяет достичь более глубокого понимания процесса синхронизации мод, а также взаимодействия различных механизмов формирования и распада импульсов. Первые шаги на этом пути были представлены в работе [13], где изучалось установление различных режимов синхронизации мод в иттербиевом волоконном лазере с частичной синхронизацией мод.

Когерентные и локализованные структуры в пространственно-временной динамике. Пространственно-временная динамика лазеров с синхронизацией мод может неожиданно оказаться более разнообразной, чем соответствующая динамика квазинепрерывных источников. Большинство публикаций имеет тенденцию сообщать о наилучших полученных значениях энергии и стабильности импульсов и не занимается изучением какой-либо нетривиальной динамики, несмотря на то что достижение стабильной и хорошо управляемой синхронизации мод в лазере представляет весьма непростую задачу. Чаще всего одна и та же лазерная система работает в большом множестве режимов генера-

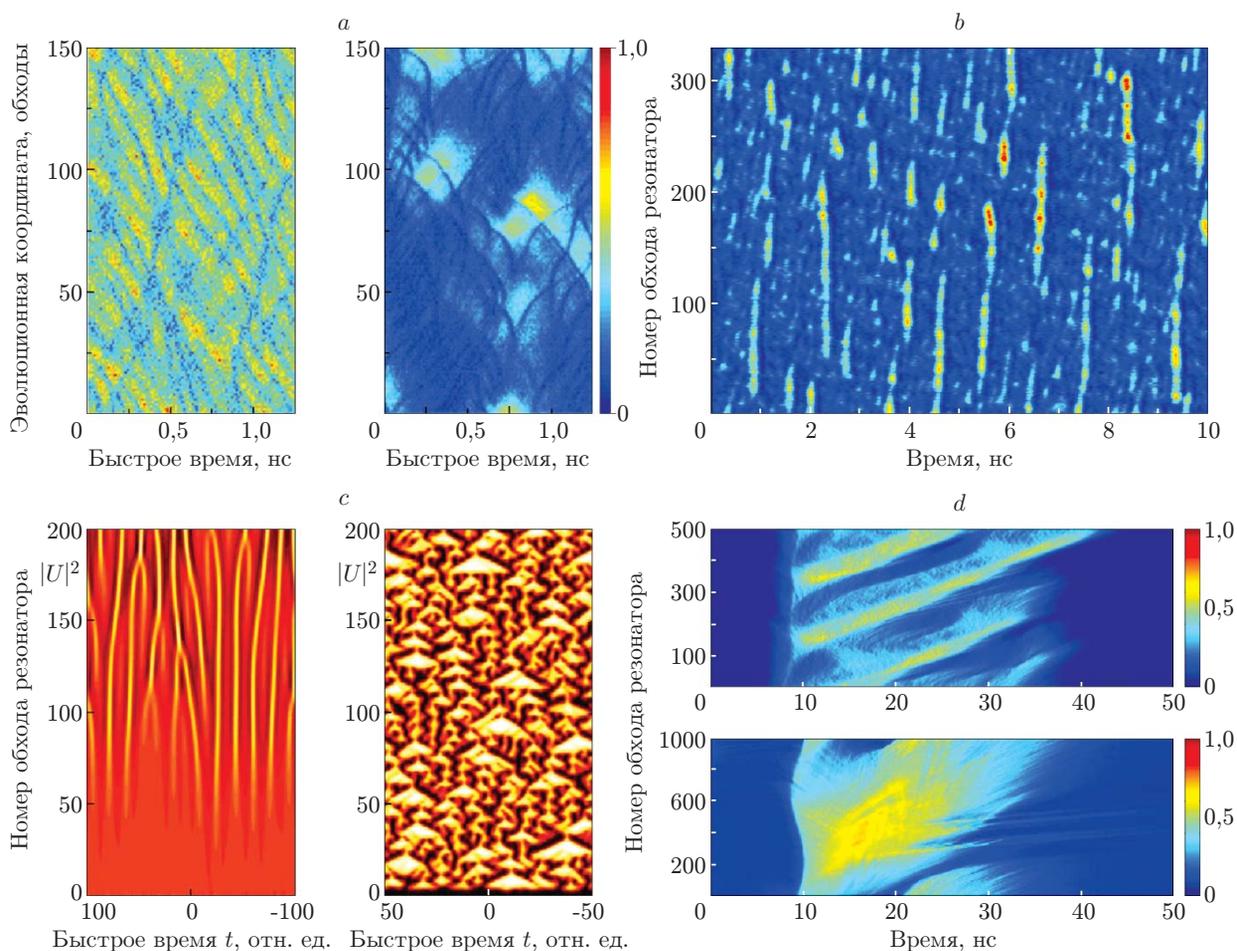


Рис. 2. Иллюстрация разнообразия пространственно-временных режимов генерации в волоконных лазерах: *a* — ламинарная и турбулентная генерация (тёмно-синие волокнистые структуры являются тёмными и серыми солитонами) [14]; *b* — возникновение короткоживущих импульсов в турбулентном излучении квазинепрерывного комбинационного лазера [11]; *c* — установление импульсной и турбулентной генерации в комплексной модели Гинзбурга — Ландау для лазера с синхронизацией мод [12]; *d* — шумоподобные пространственно-временные режимы генерации, отличающиеся временными параметрами и периодичностью медленной временной эволюции [15]

ции, и при переносе внимания с достижения наилучших параметров на изучение динамики можно наблюдать, как правило, разнообразное и сложное её поведение. Например, в волоконных лазерах с синхронизацией мод в силу эффекта нелинейной эволюции поляризации наряду с одноимпульсной генерацией можно видеть и шумоподобные импульсы [16–25]. Хотя временное представление импульсов и может иметь вид сложных структур, в пространственно-временной системе координат выявляются чётко различимые стационарные пространственно-временные режимы (рис. 2, *d*) [15]. Ещё большее разнообразие пространственно-временных режимов наблюдается в численном моделировании [26–29]. В силу широкого многообразия режимов работы лазера в зависимости от мощности накачки и настроек контроллеров поляризации возникают новые возможности точного подбора свойств генерации для удовлетворения различных специфических требований. Так, например, работа лазера может быть оптимизирована в режиме реального времени за счёт достижения заданных самозапускающихся режимов синхронизации мод [30]. Упомянутые шумоподобные импульсы также могут быть использованы для накачки источников суперконтинуума [31, 32], которые, в свою очередь, применяются в оптической когерентной томографии сверхвысокого разрешения [33]. Ещё одно из перспективных направлений состоит в точной настройке параметров импульсных пакетов для высокопроизводительной микрообработки материалов и абляции [34–36].

Шумоподобные динамические пространственно-временные режимы различаются как временными свойствами, так и периодичностью по медленной эволюционной координате. Более того, соответствующее им излучение может содержать разнообразные составляющие, которые проявляются лишь в определённые (и различные для каждого режима) моменты медленной эволюции. К примеру, гигантские волны могут возникать в результате группирования структур внутри шумоподобного импульса лазера с пассивной синхронизацией мод. Такая возможность была предсказана сначала в численных моделях [37] и затем продемонстрирована экспериментально во временной динамике лазерного излучения в разные моменты медленного эволюционного времени [38, 39] (рис. 3, *a*). Также в качестве примера можно привести наблюдение аномальных поляризационных волн в пространственно-временной динамике квазинепрерывного волоконного лазера [40]. Другие типы гигантских волн, идентифицированные как аперiodически генерируемые пространственно-временные структуры в численном моделировании, включают тёмные триплеты (так называемые «три сестры») [41] и решения, возникающие вследствие взаимодействия трёх импульсов с различными групповыми скоростями [42, 43]. Основной трудностью в экспериментальном наблюдении таких структур является необходимость установки параметров лазерной системы в пределах диапазона, где пространственно-временные структуры разрешаются современными осциллографами реального времени.

Шумоподобные импульсы могут быть заполнены большим разнообразием структур с неравными групповыми скоростями. Разница групповых скоростей позволяет изолировать эти структуры в пространственно-временной динамике, поскольку их визуальное проявление существенным образом зависит от выбранной скорости движущейся временной системы координат, в которой представлена динамика интенсивности. Так, экспериментально найдено, что тёмные и серые солитоны могут порождаться и в ламинарном, и в турбулентном режимах генерации квазинепрерывных лазеров [14] (см. рис. 2, *a*), а также внутри шумоподобных импульсов [15], где они различным образом взаимодействуют с самим несущим импульсом. В работе [44] возникновение тёмных и серых солитонов показано в численных моделях при установлении генерации в волоконных лазерах. Кроме того, тёмные и серые солитоны могут возникать в определённых стационарных пространственно-временных режимах [29]; похожие результаты были зафиксированы и экспериментально [15]. Если тёмные солитоны выделяются на фоне остального излучения, появляется возможность изучать их статистические свойства отдельно от общих свойств всего излуче-

ния [45]. Данные солитоны постоянно взаимодействуют с лазерным импульсом и межимпульсным фоном. Вследствие этого они распространяются по изогнутым траекториям в пространственно-временном представлении (рис. 3, *e*) и могут частично определять шумоподобную огибающую импульсов в режиме синхронизации мод. Другим потенциальным источником происхождения импульсов с экстремальными флуктуациями является генерация ярких когерентных структур в излучении. Как это было показано в численном моделировании [46], так называемые «колючие» солитоны могут стохастически возникать на вершине лазерного импульса (рис. 3, *d*). В экспериментах были также обнаружены некоторые яркие структуры неизвестного происхождения [15].

Внутренне присущая солитонам эволюция в лазерах с пассивной синхронизацией мод может приводить к образованию солитонного дождя [47, 48], который представляет собой чисто динамическое явление. Первые наблюдения солитонного дождя были проведены в эрбиевых волоконных лазерах с синхронизацией мод благодаря нелинейной эволюции поляризации и состояли в наборе срезов динамики интенсивности, замеренных при различных значениях медленной эволюционной координаты (рис. 3, *b*). С тех пор солитонные дожди были продемонстрированы в волоконных лазерах на основе разных механизмов усиления [49], в различных конфигурациях резонаторов (например, в форме восьмёрки [50]) и в лазерах с синхронизацией мод с помощью графеновых насыщающихся поглотителей [51]. Тем не менее в большинстве публикаций сообщается об экспериментальной характеристике лишь во временной области и не анализируется эволюция солитонов в пространственно-временном представлении, таким образом значительно ограничиваются возможности изучения этого динамического эффекта.

Другим чисто динамическим переходным эффектом является солитонный взрыв. Этот тип переходной динамики к настоящему моменту наблюдался в волоконных [52] и титан-сапфировых лазерах [53]. Несмотря на то что солитонные взрывы были недавно зарегистрированы с помощью спектральных измерений в реальном времени [52, 53] и численно смоделированы в пространственно-временной области [54], их наблюдение во временном представлении оставалось трудной задачей. Недавно первые прямые наблюдения солитонных взрывов стали возможными благодаря измерениям интенсивности в пространственно-временной области (рис. 3, *c*) [55]. Это открывает новые перспективы экспериментального изучения происхождения и переходной динамики солитонных взрывов, которые до сих пор обсуждались лишь в теоретических работах [56–58].

Исследования связанных солитонов и солитонных молекул [5, 59–64] оказываются ещё одной областью перспективного применения методов пространственно-временной динамики интенсивности. В случае когда связанные солитоны следуют друг за другом на фиксированном расстоянии или имеют постоянную относительную фазу, их свойства могут быть непосредственно и адекватно исследованы во временном представлении в виде периодических структур динамики интенсивности, в их автокорреляционной функции, а также в спектральной области по интерференционным особенностям оптического спектра. Трудности, однако, представляют режимы генерации, в которых свойства солитонов эволюционируют в течение последовательных обходов резонатора, особенно если их эволюция происходит независимо [65, 66]. В частности, солитоны могут периодически притягиваться и отталкиваться друг от друга по мере распространения вдоль резонатора лазера, где синхронизация мод достигается с помощью зеркал с полупроводниковыми насыщающимися поглотителями [67] или насыщающихся графеновых поглотителей в волоконных лазерах [68]. Ещё одним примером является одновременное существование двух различных диссипативных солитонов в резонаторе лазера с синхронизацией мод, который периодически переключается между этими двумя солитонами [69]. В таких ситуациях оптический спектр оказывается размытым, поскольку интерференция между солитонами меняется в каждый момент, что также естественно приводит и к усреднению отличительных при-

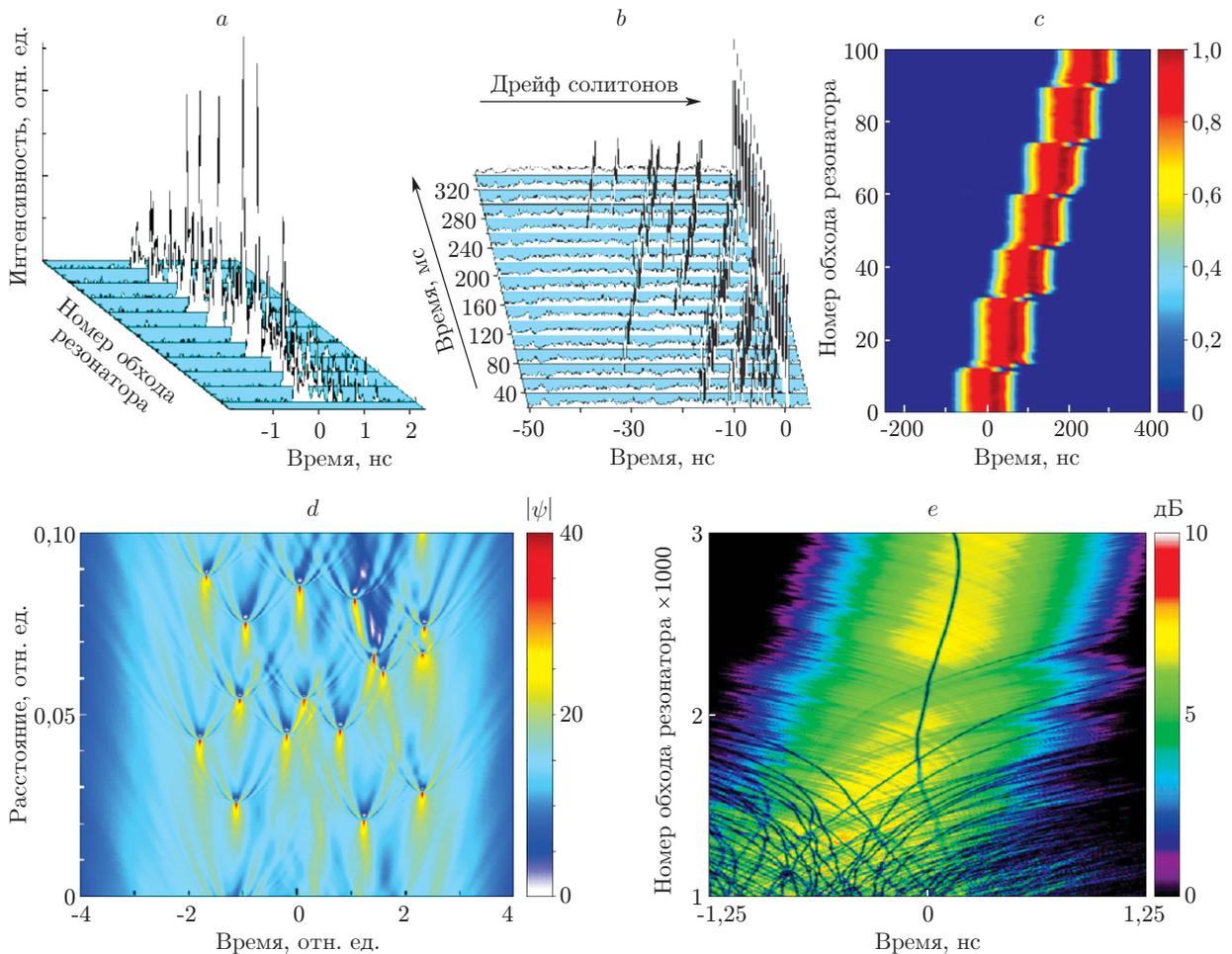


Рис. 3. Локализованные структуры в пространственно-временной динамике волоконных лазеров: *a* — диссипативные гигантские волны, порождённые группированием хаотических импульсов в лазере с синхронизацией мод за счёт эффекта нелинейной эволюции поляризации [38]; *b* — солитонный дождь в лазере с пассивной синхронизацией мод [48]; *c* — солитонный взрыв в лазере с пассивной синхронизацией мод, представленный в пространственно-временной форме [55]; *d* — генерация случайных «колючих» солитонов на гребне шумоподобного импульса [46]; *e* — динамика формирования импульсов с частотной модуляцией и зарождение тёмных солитонов в сверхдлинном лазере с синхронизацией мод [44]

знаков в автокорреляционной функции. В численных моделях пространственно-временная динамика широко используется для изучения происхождения и свойств динамических режимов генерации связанных солитонов. Несмотря на это, в экспериментальной науке пространственно-временная динамика до сих пор остаётся слабо изученной и доступ к её методам, несомненно, будет способствовать выявлению фундаментальной физики динамических режимов нестационарных лазеров [59, 65, 70–75]. В работе [76] наблюдались существенно различающиеся состояния диссипативных векторных солитонов как независимых, так и связанных в 2-, 3- и 4-солитонные молекулы. Важно отметить, что пространственно-временная динамика реального времени позволяет изучать зарождение солитонов из фонового шума, формирование молекул из независимых солитонов и взаимодействие отдельных молекул.

Перспективы. Основным ограничением экспериментальной характеристики пространственно-временной динамики интенсивности является конечная ширина доступной

электрической полосы осциллографов реального времени. Хотя она может достигать 100 ГГц в самых совершенных устройствах, даже эта цифра соответствует разрешению примерно 10 пс, что недостаточно для изучения любых явлений, развивающихся на пикосекундном и субпикосекундном масштабах времени. Вследствие этого многие явления, например генерация и свойства оптического горизонта событий [6, 77, 78] или взаимная пространственно-временная динамика дисперсионных волн и солитонов [79], в данный момент недоступны экспериментальному изучению. Тем не менее, если подробная структура импульсов не очень важна, основные особенности пространственно-временной динамики всё равно могут быть зарегистрированы [80].

Совмещение различных методов способно обеспечить более глубокое понимание во многих приложениях. Так, оптическая временная линза [81], камера с синхронной развёрткой или асинхронные оптические измерения [82] могут быть использованы для растяжения временной волновой формы с тем, чтобы осуществить дальнейший анализ полученных данных в пространственно-временном представлении. Исследуемое излучение может одновременно измеряться в разных ориентациях поляризации для получения доступа к поляризационно-разрешённой пространственно-временной динамике [40]. Используя специфические события для запуска измерений, можно изучать пространственно-временную и спектральную области низкоинтенсивных предвестников гигантских волн, формирование ударных волн или возникновение режима синхронизации мод из начального шума. Предварительное спектральное фильтрование применяется для выделения взаимной динамики различных спектральных компонент сложного излучения. Системы с синхронизацией мод, подчиняющиеся модели Хауса [83], могут быть изучены с помощью пространственно-временных измерений, представленных в движущейся системе отсчёта, поскольку оптическое поле должно подвергаться очень незначительному изменению на протяжении одного обхода резонатора, а большая часть динамики интенсивности развивается на протяжении значительного числа обходов. Лазеры с синхронизацией мод Фурье могут оказаться интересными объектами для исследования, так как методы частотного сканирования позволяют очень легко задавать движущуюся систему отсчёта. В частности, это содействует решению проблемы нестабильности, возникающей в чистом импульсном режиме, когда цикл перестройки частоты не точно совпадает со временем обхода резонатора [84]. Также пространственно-временные подходы оказываются полезными в изучении возникновения генерации в квазинепрерывных волоконных лазерах [85–87].

Дополнительные возможности появляются при сочетании пространственно-временных измерений с оптическим гетеродинамизмом, позволяющим строить динамику оптического спектра квазинепрерывных волоконных источников с высоким разрешением [88]. На основе этих методов проводится экспериментальное изучение статистических свойств не только временной динамики [89–91], но и спектральной динамики традиционных и стохастических лазеров с распределённой обратной связью [92, 93]. Применяя дисперсионное преобразование Фурье, можно экспериментально в реальном времени наблюдать солитонные взрывы [55] и их особенности [94], генерацию гигантских волн [95, 96] и комбинационных аномальных волн в лазерах с частичной синхронизацией мод [97], выявлять межимпульсную стохастичность и когерентность в лазерах с синхронизацией мод [22] и наблюдать спектральную динамику реального времени в момент установления генерации в оптическом параметрическом генераторе [98]. Совместное использование методов спектральных измерений, пространственно-временных подходов и статистического анализа может предоставить дополнительные сведения о фундаментальной физике волоконных лазеров.

Доступ к медленно эволюционному масштабу времени является ключом к значительному расширению методов анализа последовательности отсчётов во времени, включая кросскорреляционный и статистический анализ по разным координатам и областям пространственно-временной динамики. Мы полагаем, что анализ набора нелинейных дан-

ных [99] может также эффективно применяться к массивам данных нелинейной интенсивности и спектров для характеристики многомасштабной сложности и свойств разнообразных практических систем.

Новые возможности существуют в оптических системах связи, где традиционная трансмиссионная диаграмма может быть интерпретирована как проекция пространственно-временной эволюции последовательности битов, передаваемых через оптическую линию. Действительно, в трансмиссионной диаграмме импульсы накладываются друг на друга в пределах одного и того же диапазона горизонтальной оси. По сути, эта диаграмма представляет собой многократные замеры последовательных импульсов, которые можно понимать как двумерную пространственно-временную динамику, где все значения медленного эволюционного времени накладываются, или проецируются, на ось быстрого времени. Динамические измерения способны предложить новый взгляд на происхождение флуктуаций и ошибок в системах передачи данных. Кроме того, новые возможности измерений появляются в результате сочетания пространственно-временной динамики, когерентного детектирования и цифровой обработки сигналов, разработанных для высокоскоростных когерентных оптических линий связи, которые были бы нереализуемы в отсутствие детектирования фазы оптического сигнала. Разумеется, существуют и многочисленные технические трудности, которые предстоит решить. Похожие экспериментальные подходы выявления скрытой многомасштабной динамики и корреляций могут применяться к временным сериям данных в наблюдении за электрическими сетями, в здравоохранении и биологических системах.

Концепция измерений динамики излучения в пространственно-временной области хорошо дополняет методы характеристики лазерного излучения во временном представлении. Отметим, например, частотно-разрешающее оптическое стробирование [100], основанное на использовании нелинейной оптической среды для измерения корреляции исследуемого импульса со стробирующим импульсом, задержка которого по отношению к исследуемому сигналу может регулироваться. Полученный при разных значениях задержки набор спектров автоимпульсов (в случае взаимодействия сигнала с его собственной сдвинутой по времени копией) или перекрёстно-корреляционных (в случае независимого стробирующего сигнала) импульсов позволяет однозначно восстановить как амплитудный, так и фазовый профили исследуемого сигнала, таким образом осуществляя его полную характеристику. Однако на практике указанный метод используется для изучения периодически повторяющихся процессов, и с его помощью невозможно восстанавливать пространственно-временную динамику излучения систем со стохастической временной динамикой, рассмотренных в данном обзоре.

Заключение. Изучение пространственно-временной динамики интенсивности излучения позволяет описывать свойства как непрерывных, так и импульсных лазеров, а также пассивных волоконных систем. Измерение временных динамик с последующим построением пространственно-временных картин даёт информацию об эволюции редких событий в излучении генерации с временным разрешением порядка времени обхода резонатора. С помощью описанного подхода возможна систематизация стохастических нелинейных явлений в волоконных лазерах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Sugavanam S., Tarasov N., Churkin D. V.** Real-time intensity domain characterization of fibre lasers using spatio-temporal dynamics // *Appl. Sci.* 2016. **6**, Is. 3. P. 65–79. DOI: 10.3390/app6030065.
2. **Arecchi F. T., Giacomelli G., Lapucci A., Meucci R.** Two-dimensional representation of a delayed dynamical system // *Phys. Rev. A.* 1992. **45**, Is. 7. P. 4225–4228. DOI: 10.1103/PhysRevA45R4225.

3. **Giacomelli G., Meucci R., Politi A., Arecchi F. T.** Defects and spacelike properties of delayed dynamical systems // *Phys. Rev. Lett.* 1994. **73**, Is. 8. P. 1099–1102. DOI: 10.1103/PhysRevLett.73.1099.
4. **Dudley J. M., Genty G., Coen S.** Supercontinuum generation in photonic crystal fiber // *Rev. Mod. Phys.* 2006. **78**, Is. 4. P. 1135–1184. DOI: 10.1103/RevModPhys.78.1135.
5. **Dissipative Solitons: From Optics to Biology and Medicine.** Berlin — Heidelberg: Springer-Verlag, 2008. 479 p. Ch.: Temporal soliton "molecules" in mode-locked lasers: Collisions, pulsations, and vibrations /P. Grelu, J. M. Soto-Crespo. P. 137–173. DOI: 10.1007/978-3-540-78217-9_6.
6. **Demircan A., Amiranashvili S., Brée C. et al.** Rogue events in the group velocity horizon // *Sci. Rep.* 2012. **2**. 850. DOI:10.1038/srep00850.
7. **Erkintalo M., Xu Y. Q., Murdoch S. G. et al.** Cascaded phase matching and nonlinear symmetry breaking in fiber frequency combs // *Phys. Rev. Lett.* 2012. **109**, Is. 22. 223904. DOI: 10.1103/PhysRevLett.109.223904.
8. **Leo F., Gelens L., Emplit Ph. et al.** Dynamics of one-dimensional Kerr cavity solitons // *Opt. Express.* 2013. **21**, Is. 7. P. 9180–9191. DOI: 10.1364/OE.21.009180.
9. **Schmidberger M. J., Novoa D., Biancalana F. et al.** Multistability and spontaneous breaking in pulse-shape symmetry in fiber ring cavities // *Opt. Express.* 2014. **22**, Is. 3. P. 3045–3053. DOI: 10.1364/OE.22.003045.
10. **Avila K., Moxey D., de Lozar A. et al.** The onset of turbulence in pipe flow // *Science.* 2011. **333**, Is. 6039. P. 192–196. DOI: 10.1126/science.1203223.
11. **Tarasov N., Sugavanam S., Churkin D.** Spatio-temporal generation regimes in quasi-CW Raman fiber lasers // *Opt. Express.* 2015. **23**, Is. 19. P. 24189–24194. DOI: 10.1364/OE.23.024189.
12. **Wabnitz S.** Optical turbulence in fiber lasers // *Opt. Lett.* 2014. **39**, Is. 6. P. 1362–1365. DOI: 10.1364/OL.39.001362.
13. **Wei X., Xu Y., Wong K. K. Y.** 1000–1400-nm partially mode-locked pulse from a simple all-fiber cavity // *Opt. Lett.* 2015. **40**, Is. 13. P. 3005–3008. DOI: 10.1364/OL.40.003005.
14. **Turitsyna E. G., Smirnov S. V., Sugavanam S. et al.** The laminar-turbulent transition in a fibre laser // *Nature Photon.* 2013. **7**. P. 783–786. DOI: 10.1038/nphoton.2013.246.
15. **Churkin D. V., Sugavanam S., Tarasov N. et al.** Stochasticity, periodicity and localized light structures in partially mode-locked fibre lasers // *Nature Commun.* 2015. **6**. 7004. DOI: 10.1038/ncomms8004.
16. **Horowitz M., Silberberg Y.** Control of noiselike pulse generation in erbium-doped fiber lasers // *IEEE Photon. Technol. Lett.* 1998. **10**, Is. 10. P. 1389–1391.
17. **Kang J. U.** Broadband quasi-stationary pulses in mode-locked fiber ring laser // *Opt. Commun.* 2000. **182**, Is. 4–6. P. 433–436. DOI: 10.1016/S0030-4018(00)00850-6.
18. **Zhao L. M., Tang D. Y., Cheng T. H. et al.** 120 nm bandwidth noise-like pulse generation in an erbium-doped fiber laser // *Opt. Commun.* 2008. **281**, Is. 1. P. 157–161. DOI: 10.1016/j.optcom.2007.09.006.
19. **Kobtsev S., Kukarin S., Smirnov S. et al.** Generation of double-scale femto/pico-second optical lumps in mode-locked fiber lasers // *Opt. Express.* 2009. **17**, Is. 23. P. 20707–20713. DOI: 10.1364/OE.17.020707.
20. **Boucon A., Barviau B., Fatome J. et al.** Noise-like pulses generated at high harmonics in a partially-mode-locked km-long Raman fiber laser // *Appl. Phys. B.* 2012. **106**, Is. 2. P. 283–287. DOI: 10.1007/s00340-011-4816-5.

21. **North T., Rochette M.** Raman-induced noiselike pulses in a highly nonlinear and dispersive all-fiber ring laser // *Opt. Lett.* 2013. **38**, Is. 6. P. 890–892. DOI: 10.1364/OL.38.000890.
22. **Runge A. F. J., Aguergeray C., Broderick N. G. R., Erkintalo M.** Coherence and shot-to-shot spectral fluctuations in noise-like ultrafast fiber lasers // *Opt. Lett.* 2013. **38**, Is. 21. P. 4327–4330. DOI: 10.1364/OL.38.004327.
23. **Santiago-Hernandez H., Pottiez O., Paez-Aguirre R. et al.** Generation and characterization of erbium-Raman noise-like pulses from a figure-eight fibre laser // *Laser Phys.* 2015. **25**, Is. 4. 045106. DOI: 10.1088/1054-660X/25/4/045106.
24. **Santiago-Hernandez H., Pottiez O., Duran-Sanchez M. et al.** Dynamics of noise-like pulsing at sub-ns scale in a passively mode-locked fiber laser // *Opt. Express.* 2015. **23**, Is. 15. P. 18840–18849. DOI: 10.1364/OE.23.018840.
25. **Suzuki M., Ganeev R. A., Yoneya S., Kuroda H.** Generation of broadband noise-like pulse from Yb-doped fiber laser ring cavity // *Opt. Lett.* 2015. **40**, Is. 5. P. 804–807. DOI: 10.1364/OL.40.000804.
26. **Korobko D. A., Gumenyuk R., Zolotovskii I. O., Okhotnikov O. G.** Multisoliton complexes in fiber lasers // *Opt. Fiber Technol.* 2014. **20**, Is. 6. P. 593–609. DOI: 10.1016/j.yofte.2014.08.011.
27. **Jeong Y., Vazquez-Zuniga L. A., Lee S., Kwon Y.** On the formation of noise-like pulses in fiber ring cavity configurations // *Opt. Fiber Technol.* 2014. **20**, Is. 6. P. 575–592. DOI: 10.1016/j.yofte.2014.07.004.
28. **Cheng Z., Li H., Wang P.** Simulation of generation of dissipative soliton, dissipative soliton resonance and noise-like pulse in Yb-doped mode-locked fiber lasers // *Opt. Express.* 2015. **23**, Is. 5. P. 5972–5981. DOI: 10.1364/OE.23.005972.
29. **Donovan G.** Dynamics and statistics of noise-like pulses in modelocked lasers // *Physica D: Nonlinear Phenomena.* 2015. **309**. P. 1–8. DOI: 10.1016/j.physd.2015.07.003.
30. **Andral U., Si Fodil R., Amrani F. et al.** Fiber laser mode locked through an evolutionary algorithm // *Optica.* 2015. **2**, Is. 4. P. 275–278. DOI: 10.1364/OPTICA.2.000275.
31. **Zaytsev A., Lin C.-H., You Y.-J. et al.** Supercontinuum generation by noise-like pulses transmitted through normally dispersive standard single-mode fibers // *Opt. Express.* 2013. **21**, Is. 13. P. 16056–16062. DOI: 10.1364/OE.21.016056.
32. **Xia H., Li H., Deng G. et al.** Compact noise-like pulse fiber laser and its application for supercontinuum generation in highly nonlinear fiber // *Appl. Opt.* 2015. **54**, Is. 32. P. 9379–9384. DOI: 10.1364/AO.54.009379.
33. **You Y.-J., Wang C., Lin Y.-L. et al.** Ultrahigh-resolution optical coherence tomography at 1.3 μm central wavelength by using a supercontinuum source pumped by noise-like pulses // *Laser Phys. Lett.* 2015. **13**, Is. 2. 025101. DOI: 10.1088/1612-2011/13/2/025101.
34. **Kerse C., Kalaycioglu H., Elahi P. et al.** Ultrafast micromachining of Cu and Si at ultra-high repetition rates with pulse bursts // *Proc. of the 2015 Conf. on Lasers and Electro-Optics/Pacific Rim.* Busan, South Korea, 2015. Paper 27E2.4.
35. **Kerse C., Yavaş S., Kalaycioglu H. et al.** High-speed, thermal damage-free ablation of brain tissue with femtosecond pulse bursts // *Proc. of the 2015 Conf. on Lasers and Electro-Optics/Pacific Rim.* Busan, South Korea, 2015. Paper 25H3.3.
36. **Kalaycioglu H., Akcaalan Ö., Yavaş S. et al.** Burst-mode Yb-doped fiber amplifier system optimized for low-repetition-rate operation // *JOSA B.* 2015. **32**, Is. 5. P. 900–906. DOI: 10.1364/JOSAB.32.000900.
37. **Soto-Crespo J. M., Grelu P., Akhmediev N.** Dissipative rogue waves: Extreme pulses generated by passively mode-locked lasers // *Phys. Rev. E.* 2011. **84**, Is. 1. 016604. DOI: 10.1103/PhysRevE.84.016604.

38. **Lecaplain C., Grelu P., Soto-Crespo J. M., Akhmediev N.** Dissipative rogue waves generated by chaotic pulse bunching in a mode-locked laser // *Phys. Rev. Lett.* 2012. **108**, Is. 23. 233901. DOI: 10.1103/PhysRevLett.108.233901.
39. **Liu M., Cai Z.-R., Hu S. et al.** Dissipative rogue waves induced by long-range chaotic multi-pulse interactions in a fiber laser with a topological insulator-deposited microfiber photonic device // *Opt. Lett.* 2015. **40**, Is. 20. P. 4767–4770. DOI: 10.1364/OL.40.004767.
40. **Sugavanam S., Tarasov N., Wabnitz S., Churkin D. V.** Ginzburg — Landau turbulence in quasi-CW Raman fiber lasers // *Laser & Photon. Rev.* 2015. **9**, Is. 6. P. L35–L39. DOI: 10.1002/lpor.201500012.
41. **Chen S., Soto-Crespo J. M., Grelu P.** Dark three-sister rogue waves in normally dispersive optical fibers with random birefringence // *Opt. Express.* 2014. **22**, Is. 22. P. 27632–27642. DOI: 10.1364/OE.22.027632.
42. **Chen S., Soto-Crespo J. M., Grelu P.** Watch-hand-like optical rogue waves in three-wave interactions // *Opt. Express.* 2015. **23**, Is. 1. P. 349–359. DOI: 10.1364/OE.23.000349.
43. **Chen S., Baronio F., Soto-Crespo J. M. et al.** Optical rogue waves in parametric three-wave mixing and coherent stimulated scattering // *Phys. Rev. A.* 2015. **92**, Is. 3. 033847. DOI: 10.1103/PhysRevA.92.033847.
44. **Kelleher E. J. R., Travers J. C.** Chirped pulse formation dynamics in ultra-long mode-locked fiber lasers // *Opt. Lett.* 2014. **39**, Is. 6. P. 1398–1401. DOI: 10.1364/OL.39.001398.
45. **Woodward R. I., Kelleher E. J. R.** Dark solitons in laser radiation build-up dynamics // *Phys. Rev. E.* 2016. **93**, Is. 3. 032221. DOI: 10.1103/PhysRevE.93.032221.
46. **Chang W., Soto-Crespo J. M., Vouzas P., Akhmediev N.** Spiny solitons and noise-like pulses // *JOSA B.* 2015. **32**, Is. 7. P. 1377–1383. DOI: 10.1364/JOSAB.32.001377.
47. **Chouli S., Grelu P.** Rains of solitons in a fiber laser // *Opt. Express.* 2009. **17**, Is. 14. P. 11776–11781. DOI: 10.1364/OE.17.011776.
48. **Chouli S., Grelu P.** Soliton rains in a fiber laser: An experimental study // *Phys. Rev. A.* 2010. **81**, Is. 6. 063829. DOI: 10.1103/PhysRevA.81.063829.
49. **Bao C., Xiao X., Yang C.** Soliton rains in a normal dispersion fiber laser with dual-filter // *Opt. Lett.* 2013. **38**, Is. 11. P. 1875–1877. DOI: 10.1364/OL.38.001875.
50. **Niang A., Amrani F., Salhi M. et al.** Rains of solitons in a figure-of-eight passively mode-locked fiber laser // *Appl. Phys. B.* 2013. **116**, Is. 3. P. 771–775. DOI: 10.1007/s00340-014-5760-y.
51. **Huang S. S., Wang Y. G., Yan P. G. et al.** Soliton rains in a graphene-oxide passively mode-locked ytterbium-doped fiber laser with all-normal dispersion // *Laser Phys. Lett.* 2014. **11**, Is. 2. 025102. DOI: 10.1088/1612-2011/11/2/025102.
52. **Cundiff S. T., Soto-Crespo J. M., Akhmediev N.** Experimental evidence for soliton explosions // *Phys. Rev. Lett.* 2002. **88**, Is. 7. 073903. DOI: 10.1103/PhysRevLett.88.073903.
53. **Latas S. C. V., Ferreira M. F. S.** Soliton explosion control by higher-order effects // *Opt. Lett.* 2010. **35**, Is. 11. P. 1771–1773. DOI: 10.1364/OL.35.001771.
54. **Akhmediev N., Soto-Crespo J. M.** Strongly asymmetric soliton explosions // *Phys. Rev. E.* 2004. **70**, Is. 3. 036613. DOI: 10.1103/PhysRevE.70.036613.
55. **Runge A. F. J., Broderick N. G. R., Erkintalo M.** Observation of soliton explosions in a passively mode-locked fiber laser // *Optica.* 2015. **2**, Is. 1. P. 36–39. DOI: 10.1364/OPTICA.2.000036.
56. **Descalzi O., Brand H. R.** Transition from modulated to exploding dissipative solitons: Hysteresis, dynamics, and analytic aspects // *Phys. Rev. E.* 2010. **82**, Is. 2. 026203. DOI: 10.1103/PhysRevE.82.026203.

57. **Descalzi O., Cartes C., Cisternas J., Brand H. R.** Exploding dissipative solitons: The analog of the Ruelle — Takens route for spatially localized solutions // *Phys. Rev. E.* 2011. **83**, Is. 5. 056214. DOI: 10.1103/PhysRevE.83.056214.
58. **Cartes C., Descalzi O., Brand H. R.** Noise can induce explosions for dissipative solitons // *Phys. Rev. E.* 2012. **85**, Is. 1. 015205. DOI: 10.1103/PhysRevE.85.015205.
59. **Akhmediev N. N., Ankiewicz A., Soto-Crespo J. M.** Multisoliton solutions of the complex Ginzburg — Landau equation // *Phys. Rev. Lett.* 1997. **79**, Is. 21. P. 4047–4051. DOI: 10.1103/PhysRevLett.79.4047.
60. **Tang D. Y., Man W. S., Tam H. Y., Drummond P. D.** Observation of bound states of solitons in a passively mode-locked fiber laser // *Phys. Rev. A.* 2001. **64**, Is. 3. 033814. DOI: 10.1103/PhysRevA.64.033814.
61. **Grelu P., Belhache F., Gutty F., Soto-Crespo J. M.** Phase-locked soliton pairs in a stretched-pulse fiber laser // *Opt. Lett.* 2002. **27**, Is. 11. P. 966–968. DOI: 10.1364/OL.27.000966.
62. **Stratmann M., Pagel T., Mitschke F.** Experimental observation of temporal soliton molecules // *Phys. Rev. Lett.* 2005. **95**, Is. 14. 143902. DOI: 10.1103/PhysRevLett.95.143902.
63. **Grapinet M., Grelu P.** Vibrating soliton pairs in a mode-locked laser cavity // *Opt. Lett.* 2006. **31**, Is. 14. P. 2115–2117. DOI: 10.1364/OL.31.002115.
64. **Liu X.** Dynamic evolution of temporal dissipative-soliton molecules in large normal path-averaged dispersion fiber lasers // *Phys. Rev. A.* 2010. **82**, Is. 6. 063834. DOI: 10.1103/PhysRevA.82.063834.
65. **Ortaç B., Zaviyalov A., Nielsen C. K. et al.** Observation of soliton molecules with independently evolving phase in a mode-locked fiber laser // *Opt. Lett.* 2010. **35**, Is. 10. P. 1578–1580. DOI: 10.1364/OL.35.001578.
66. **Zavyalov A., Iliew R., Egorov O., Lederer F.** Dissipative soliton molecules with independently evolving or flipping phases in mode-locked fiber lasers // *Phys. Rev. A.* 2009. **80**, Is. 4. 043829. DOI: 10.1103/PhysRevA.80.043829.
67. **Zhao L. M., Tang D. Y., Zhang H., Wu X.** Bunch of restless vector solitons in a fiber laser with SESAM // *Opt. Express.* 2009. **17**, Is. 10. P. 8103–8108. DOI: 10.1364/OE.17.008103.
68. **Song Y. F., Li L., Zhang H. et al.** Vector multi-soliton operation and interaction in a graphene mode-locked fiber laser // *Opt. Express.* 2013. **21**, Is. 8. P. 10010–10018. DOI: 10.1364/OE.21.010010.
69. **Bao C., Chang W., Yang C. et al.** Observation of coexisting dissipative solitons in a mode-locked fiber laser // *Phys. Rev. Lett.* 2015. **115**, Is. 25. 253903. DOI: 10.1103/PhysRevLett.115.253903.
70. **Soto-Crespo J. M., Grelu P., Akhmediev N., Devine N.** Soliton complexes in dissipative systems: Vibrating, shaking, and mixed soliton pairs // *Phys. Rev. E.* 2007. **75**, Is. 1. 016613. DOI: 10.1103/PhysRevE.75.016613.
71. **Zavyalov A., Iliew R., Egorov O., Lederer F.** Discrete family of dissipative soliton pairs in mode-locked fiber lasers // *Phys. Rev. A.* 2009. **79**, Is. 5. 053841. DOI: 10.1103/PhysRevA.79.053841.
72. **Wang L., Liu X., Gong Y. et al.** Transitional and steady mode-locking evolution of dissipative solitons // *Appl. Opt.* 2010. **49**, Is. 14. P. 2665–2669. DOI: 10.1364/AO.49.002665.
73. **Tsatourian V., Sergeev S. V., Mou C. et al.** Polarisation dynamics of vector soliton molecules in mode locked fibre laser // *Sci. Rep.* 2013. **3**. 3154. DOI: 10.1038/srep03154.
74. **Gui L., Xiao X., Yang C.** Observation of various bound solitons in a carbon-nanotube-based erbium fiber laser // *JOSA B.* 2013. **30**, Is. 1. P. 158–164. DOI: 10.1364/JOSAB.30.000158.

75. **Chen W.-C., Chen G.-J., Han D.-A., Li B.** Different temporal patterns of vector soliton bunching induced by polarization-dependent saturable absorber // *Opt. Fiber Technol.* 2014. **20**, Is. 3. P. 199–207. DOI: 10.1016/j.yofte.2014.01.010.
76. **Marconi M., Javaloyes J., Barland S. et al.** Vectorial dissipative solitons in vertical-cavity surface-emitting lasers with delays // *Nature Photon.* 2015. **9**. P. 450–455. DOI: 10.1038/nphoton.2015.92.
77. **Philbin T. G., Kuklewicz C., Robertson S. et al.** Fiber-optical analog of the event horizon // *Science.* 2008. **319**, Is. 5868. P. 1367–1370. DOI: 10.1126/science.1153625.
78. **Webb K. E., Erkintalo M., Xu Y. et al.** Nonlinear optics of fibre event horizons // *Nature Commun.* 2014. **5**. 4969. DOI: 10.1038/ncomms5969.
79. **Wang S. F., Mussot A., Conforti M. et al.** Bouncing of a dispersive wave in a solitonic cage // *Opt. Lett.* 2015. **40**, Is. 14. P. 3320–3323. DOI: 10.1364/OL.40.003320.
80. **Jang J. K., Erkintalo M., Murdoch S. G., Coen S.** Ultraweak long-range interactions of solitons observed over astronomical distances // *Nature Photon.* 2013. **7**. P. 657–663. DOI: 10.1038/nphoton.2013.157.
81. **Salem R., Foster M. A., Turner A. C. et al.** Optical time lens based on four-wave mixing on a silicon chip // *Opt. Lett.* 2008. **33**, Is. 10. P. 1047–1049. DOI: 10.1364/OL.33.001047.
82. **Walczak P., Randoux S., Suret P.** Optical rogue waves in integrable turbulence // *Phys. Rev. Lett.* 2015. **114**, Is. 14. 143903. DOI: 10.1103/PhysRevLett.114.143903.
83. **Haus H. A.** Theory of mode locking with a fast saturable absorber // *Journ. Appl. Phys.* 1975. **46**, Is. 7. P. 3049–3058. DOI: 10.1063/1.321997.
84. **Eigenwillig C. M., Wieser W., Todor S. et al.** Picosecond pulses from wavelength-swept continuous-wave Fourier domain mode-locked lasers // *Nature Commun.* 2013. **4**. 1848. DOI: 10.1038/ncomms2870.
85. **Suret P., Walczak P., Randoux S.** Transient buildup of the optical power spectrum in Raman fiber lasers // *Opt. Express.* 2013. **21**, Is. 2. P. 2331–2336. DOI: 10.1364/OE.21.002331.
86. **Turitsyna E. G., Turitsyn S. K., Mezentsev V. K.** Numerical investigation of the impact of reflectors on spectral performance of Raman fibre laser // *Opt. Express.* 2010. **18**, Is. 5. P. 4469–4477. DOI: 10.1364/OE.18.004469.
87. **Smirnov S. V., Tarasov N., Churkin D. V.** Radiation build-up in laminar and turbulent regimes in quasi-CW Raman fiber laser // *Opt. Express.* 2015. **23**, Is. 21. P. 27606–27611. DOI: 10.1364/OE.23.027606.
88. **Sugavanam S., Fabbri S., Le S. T. et al.** Real-time high-resolution heterodyne-based measurements of spectral dynamics in fibre lasers // *Sci. Rep.* 2016. **6**. 23152. DOI: 10.1038/srep23152.
89. **Churkin D. V., Smirnov S. V., Podivilov E. V.** Statistical properties of partially coherent cw fiber lasers // *Opt. Lett.* 2010. **35**, Is. 19. P. 3288–3290. DOI: 10.1364/OL.35.003288.
90. **Churkin D. V., Smirnov S. V.** Numerical modelling of spectral, temporal and statistical properties of Raman fiber lasers // *Opt. Commun.* 2012. **285**, Is. 8. P. 2154–2160. DOI: 10.1016/j.optcom.2011.12.082.
91. **Gorbunov O. A., Sugavanam S., Churkin D. V.** Revealing statistical properties of quasi-CW fibre lasers in bandwidth-limited measurements // *Opt. Express.* 2014. **22**, Is. 23. P. 28071–28076. DOI: 10.1364/OE.22.028071.
92. **Churkin D. V., Sugavanam S., Vatik I. D. et al.** Recent advances in fundamentals and applications of random fiber lasers // *Adv. in Opt. and Photon.* 2015. **7**, Is. 3. P. 516–569. DOI: 10.1364/AOP.7.000516.

93. **Smirnov S. V., Churkin D. V.** Modeling of spectral and statistical properties of a random distributed feedback fiber laser // *Opt. Express*. 2013. **21**, Is. 18. P. 21236–21241. DOI: 10.1364/OE.21.021236.
94. **Runge A. F. J., Broderick N. G. R., Erkintalo M.** Dynamics of soliton explosions in passively mode-locked fiber lasers // *JOSA B*. 2016. **33**, Is. 1. P. 46–53. DOI: 10.1364/JOSAB.33.000046.
95. **Lecaplain C., Grelu P.** Rogue waves among noiselike-pulse laser emission: An experimental investigation // *Phys. Rev. A*. 2014. **90**, Is. 1. 013805. DOI: 10.1103/PhysRevA.90.013805.
96. **Liu Z., Zhang S., Wise F. W.** Rogue waves in a normal-dispersion fiber laser // *Opt. Lett.* 2015. **40**, Is. 7. P. 1366–1369. DOI: 10.1364/OL.40.001366.
97. **Runge A. F. J., Aguergaray C., Broderick N. G. R., Erkintalo M.** Raman rogue waves in a partially mode-locked fiber laser // *Opt. Lett.* 2014. **39**, Is. 2. P. 319–322. DOI: 10.1364/OL.39.000319.
98. **Descloux D., Laporte C., Dherbecourt J.-B. et al.** Spectrotemporal dynamics of a picosecond OPO based on chirped quasi-phase-matching // *Opt. Lett.* 2015. **40**, Is. 2. P. 280–283. DOI: 10.1364/OL.40.000280.
99. **Aragoneses A., Carpi L., Tarasov N. et al.** Unveiling temporal correlations characteristic of a phase transition in the output intensity of a fiber laser // *Phys. Rev. Lett.* 2016. **116**, Is. 3. 033902. DOI: 10.1103/PhysRevLett.116.033902.
100. **Trebino R., DeLong K. W., Fittinghoff D. N. et al.** Measuring ultrashort laser pulses in the time-frequency domain using frequency-resolved optical gating // *Rev. Sci. Instrum.* 1997. **68**, Is. 9. P. 3277–3295.

Поступила в редакцию 10 августа 2016 г.
