

# Наблюдение пространственно-временной самокомпрессии импульсов в одномерных массивах волноводов, изготовленных методом лазерной записи

А. А. Архипова<sup>+</sup>\*, С. А. Журавицкий<sup>+×</sup>, Н. Н. Скрябин<sup>+×</sup>, И. В. Дьяконов<sup>+×</sup>, А. А. Калинин<sup>+×</sup>,  
С. П. Кулик<sup>+×</sup>, С. В. Чекалин<sup>+</sup>, Я. В. Карташов<sup>+</sup>, В. Н. Задков<sup>+</sup>, В. О. Компанец<sup>+1)</sup>

<sup>+</sup>Институт спектроскопии РАН, 108840 Троицк, Москва, Россия

\*Национальный исследовательский университет “Высшая школа экономики”, 101000 Москва, Россия

<sup>×</sup>Центр квантовых технологий, Физический факультет, МГУ имени М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 12 января 2023 г.

После переработки 27 января 2023 г.

Принята к публикации 28 января 2023 г.

Исследованы особенности нелинейного распространения высокоинтенсивных импульсов коротковолнового инфракрасного диапазона в протяженных одномерных массивах волноводов с различными пространственными периодами, сформированных в плавленом кварце методом лазерной записи. Экспериментально зарегистрирована более чем десятикратная самокомпрессия фемтосекундных импульсов до длительности в несколько периодов светового поля.

DOI: 10.31857/S123456782305004X, EDN: pxahst

**1. Введение.** Одним из наиболее интересных явлений в нелинейной оптике является самовоздействие высокоинтенсивного излучения при распространении в средах с керровской нелинейностью. Особый интерес представляет ситуация, когда волновой пакет локализуется как в пространстве, так и во времени, в результате точного баланса между фокусирующей нелинейностью среды, дифракцией и аномальной дисперсией и образуются так называемые световые пули – трехмерные солитонные состояния, распространяющиеся в нелинейной среде без искажения [1]. Однако эти состояния в однородной кубической нелинейной среде являются динамически неустойчивыми и могут коллапсировать или расплываться, в зависимости от типа возмущений, вызывающих развитие неустойчивости [1]. При этом сильное временное сжатие импульса на начальных стадиях коллапса может приводить к весьма существенному влиянию на последующую эволюционную динамику временных эффектов высшего порядка, таких как дисперсия высших порядков, рамановский эффект, самоукручение импульса и т.д. В результате, при распространении в изотропной конденсированной среде пространственно-временная локализация световых пуль, как правило, наблюдается лишь на протяжении долей миллиметра, после чего эти со-

стояния разрушаются [2]. Однако в пространственно-неоднородных фокусирующих средах определенных конфигураций, таких как фотонно-кристаллические волокна или массивы волноводов с небольшой глубиной модуляции показателя преломления, эта дистанция может быть кардинально увеличена, поскольку поперечная периодическая модуляция показателя преломления среды оказывает стабилизирующее воздействие и может привести к подавлению коллапса даже для трехмерных волновых пакетов, как показано в работах [3–5]. При нелинейном распространении длинных импульсов в таких средах может наблюдаться их значительная (по теоретическим предсказаниям – до десятков раз) самокомпрессия [6, 7]. Одним из самых важных свойств этих сред является возможность формирования в них устойчивых трехмерных световых пуль, распространяющихся без искажения на достаточно большие расстояния, см. обзоры [8–10]. Рост интереса к распространению излучения и его пространственно-временной локализации в неоднородных (в том числе периодических) оптических структурах с небольшой глубиной модуляции показателя преломления связан, прежде всего, со значительным прогрессом в технологиях их изготовления, которые включают методы лазерной записи [11], методы, при которых полые области в фотонных кристаллах волоконного типа заполняются нелинейными материалами с пока-

<sup>1)</sup>e-mail: kompanetsvo@isan.troitsk.ru

зателями преломления, близкими к показателю преломления материала волокна [12], различные технологии формирования многомодовых или структурированных оптических волокон [13] и многие другие, что позволяет реализовать практически произвольные массивы длиной до 15–20 см. Так, трехмерные фундаментальные [12] и вихревые световые пучки [14] были впервые зарегистрированы в сотовых массивах волноводов (изготовленных на основе фотонных кристаллов волоконного типа). Возможность изготовления оптических делителей на основе массивов волноводов с различной структурой, переключателей, пространственных мультиплексоров [15], а также бурное развитие топологической фотоники в волноводных системах открывает новые перспективы для контроля и управления пространственно-временной локализацией света в таких структурах [16]. При этом конструирование сложных волноводных систем, потенциально поддерживающих устойчивые пространственно-временные нелинейные состояния, требует оптимизации влияния нелинейности не только на пространственную, но и на временную трансформацию волнового пакета. В настоящей работе экспериментально исследованы особенности трансформации пространственно-временной структуры излучения в одномерных массивах волноводов, изготовленных в плавленом кварце методом лазерной записи. Ранее пространственно-временная локализация в подобных записанных одномерных структурах на длинах волн, соответствующих режиму аномальной дисперсии групповых скоростей, экспериментально не исследовалась, поэтому ее наблюдение открывает новые горизонты для изучения распространения волновых пакетов в широком спектре статических и динамических массивов (включая топологически нетривиальные структуры), которые могут быть изготовлены с использованием данной технологии. Нами обнаружена значительная самокомпрессия импульсов при их одновременной пространственной локализации, что говорит о потенциальной возможности формирования световых пучков в одномерных массивах волноводов.

**2. Эксперимент.** Для изготовления одномерных массивов волноводов мы использовали технологию фемтосекундной лазерной записи. Волноводы формировались в образце из плавленого кварца JGS1 длиной 100 мм, сфокусированным излучением второй гармоники волоконного лазера Antaus (Avesta) (длина волны 515 нм, длительность импульсов 280 фс, частота повторения 1 МГц). В процессе записи образец перемещался относительно фокуса с постоянной скоростью с помощью высокоточной си-

стемы позиционирования (Aerotech), в результате чего были записаны наборы идентичных параллельных волноводов с контролируемыми межволноводными расстояниями (периодами). Для исследования влияния параметров волноводов на пространственно-временную локализацию импульсов были изготовлены два одномерных массива из 9 волноводов с разными контрастами показателя преломления. Первый массив волноводов с высоким контрастом (анизотропное изменение  $\Delta n = 1.3 \cdot 10^{-3}$ , оцененное из размеров моды, потери 0.8 дБ/см) записывался при фокусировке асферической линзой с числовой апертурой  $NA = 0.55$  (сильное воздействие), энергии импульсов 175 нДж и скорости записи 1 мм/с, а второй массив с низким контрастом (практически изотропное изменение, оцененное в  $\Delta n = 4.2 \cdot 10^{-4}$ , потери 0.3 дБ/см) записывался при фокусировке асферической линзой с числовой апертурой  $NA = 0.4$  (слабое воздействие), энергии импульсов 400 нДж и скорости записи 0.25 мм/с. Периоды массивов были подобраны так, чтобы константы связи между соседними волноводами были одинаковыми и равными  $C = 0.25 \text{ см}^{-1}$  (здесь константа связи определяет длину перекачки  $L = \pi/2C$  мощности из возбужденного волновода в соседний, если волноводов всего два, в то время как в периодическом массиве она определяет скорость дискретной дифракции [16] при одноканальном возбуждении). Поскольку диаметр поля моды волновода уменьшается с ростом контраста, а константа связи определяется перекрытием мод соседних волноводов, для реализации одинаковых констант связи в двух массивах подобранные периоды составляли 44 и 100 мкм, для массива с высоким и низким контрастом соответственно. Микрофотографии двух массивов приведены на рис. 1 вместе с соответствующими экспериментально измеренными профилями мод волноводов, из которых состоят эти структуры.

При исследовании распространения излучения инфракрасного (ИК) диапазона в данных массивах использовалась линейно поляризованная сигнальная волна параметрического усилителя TOPAS (Light Conversion) с диапазоном перестройки 1240–1600 нм, длительностью импульсов 40–80 фс при энергии до 300 мкДж и частоте следования импульсов 1 кГц. Для получения максимальной пространственной локализации волнового пакета в исследуемых массивах в диапазоне начальных длительностей 100–1000 фс в фокальной плоскости однорешеточного  $4f$  стретчер-компрессора в режиме компенсации линейного chirpa, при помощи амплитудной маски или регулируемой щели изменялась спектральная ширина излучения. Регистрация выходного распределения осу-

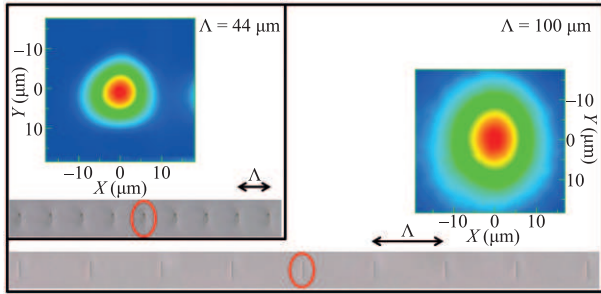


Рис. 1. (Цветной онлайн) Размеры выходной моды из волновода и микрофотографии торцов образца для массива из волноводов с высоким контрастом ( $\Delta n = 1.3 \cdot 10^{-3}$ ) с периодом 44 мкм (слева), и массива из волноводов с низким контрастом ( $\Delta n = 4.2 \cdot 10^{-4}$ ) с периодом 100 мкм (справа и снизу). Кружком отмечен возбуждаемый в экспериментах волновод в массиве

шестивлялась InGaAs камерой ИК диапазона, длительность входного и выходного излучения измерялась автокоррелятором одиночных импульсов ASF-20 (Avesta), в то время как спектры регистрировались InGaAs спектрометром ATP8000 (Optosky). Для регистрации пространственно-временного распределения на выходе из массивов волноводов использовалась кросскорреляционная система регистрации [17, 18], подробно описанная в работе [12]. В этой схеме выходное ИК излучение при помощи широкополосного отражающего делителя коллинеарно сводилось с опорным 45 фс излучением титан-сапфировой системы в кристалле  $\beta$ -бората бария толщиной 10 мкм. Изменение задержки между опорными 800 нм и исследуемыми ИК импульсами позволяло получать на CCD камере после кристалла распределение интенсивности генерации суммарной частоты при их временной кросс-корреляции. Применение для генерации суммарной частоты тонкого кристалла, обладающего широким синхронизмом, и использование мощного опорного импульса позволяют регистрировать пространственно-временную динамику ИК импульсов в широком спектральном диапазоне при выходных энергиях в каждом волноводе, не превышающих единиц нДж.

**3. Результаты.** Пространственно-временная локализация света в наших массивах возможна благодаря тому, что фокусирующая керровская нелинейность плавленого кварца одновременно подавляет дифракцию в пространстве и дисперсионное расплывание во времени в режиме аномальной дисперсии групповых скоростей, при наличии рефракции в неоднородном профиле показателя преломления (тем самым, пространственная и временная эволю-

ция оказываются связанными за счет нелинейности материала). Поперечная модуляция показателя преломления качественно изменяет характер дифракции волнового пакета при низких энергиях. В этом режиме перекрытие волновых полей мод в соседних волноводах приводит к перекачке энергии между ними, или дискретной дифракции, проявляющейся в формировании двух расходящихся пространственных максимумов интенсивности. При этом во времени низкоэнергетичный импульс расплывается, оставаясь колоколообразным в любой пространственной точке. Скорость дискретной дифракции определяется константой связи  $C$ , и поэтому она была практически одинакова в двух записанных массивах. Это видно из нижнего ряда рис. 2 (см. распределения для 30 нДж), на котором представлены экспериментально измеренные профили выходного ИК излучения из массивов с высоким и низким контрастом при фокусировке в центральный волновод фемтосекундного излучения на длине волны 1400 нм, лежащей в области слабой аномальной дисперсии кварца. С ростом энергии импульса самовоздействие, которое наиболее сильно выражено вблизи центра импульса, приводит к появлению нелинейного самоиндуцированного “дефекта” в периодическом массиве, что замедляет пространственную дифракцию в наиболее интенсивных частях импульса, при этом на низкоинтенсивных хвостах импульса темп дискретной дифракции остается прежним. В результате, в интегральных (усредненных по времени) пространственных распределениях, приведенных на рис. 2, можно наблюдать возрастающую с ростом энергии импульса концентрацию света в центральном волноводе, при изначально достаточно сильно выраженных хвостах, типичных для картины с дискретной дифракцией. При достижении определенных пороговых значений энергии (250 нДж в массиве с высоким контрастом и 1400 нДж в массиве с низким контрастом) достаточно резко начинает проявляться нелинейная пространственная локализация, подобная наблюдавшейся в массивах Ge-допированных квадратных волноводов, технологически внедренных в подложку из плавленого кварца [19]. Стоит отметить, что временная компрессия импульсов в нашей системе максимальна при уровнях энергии, соответствующих началу пространственной локализации (см. рис. 3).

Дальнейшее увеличение энергии приводит к сильной локализации излучения практически в одном возбуждаемом волноводе (верхние распределения на рис. 2 для энергий 1300 и 1700 нДж). Несмотря на одинаковые темпы дискретной дифракции в массивах с разным контрастом при малых входных энерги-

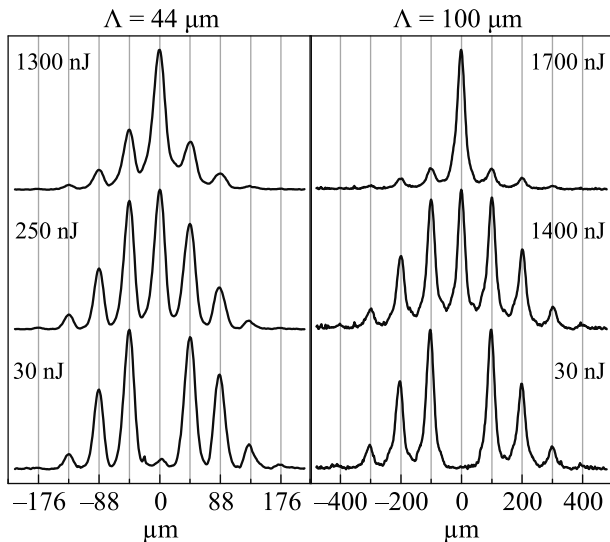


Рис. 2. Выходные распределения интенсивности из массивов с высоким  $\Delta n = 1.3 \cdot 10^{-3}$  (слева) и с низким  $\Delta n = 4.2 \cdot 10^{-4}$  (справа) контрастом при линейном распространении (30 нДж), на пороге локализации (250 и 1400 нДж) и при максимальной степени пространственной локализации (1300 и 1700 нДж)

ях импульса, нелинейное распространение в них существенно отличается. Оказалось, что для волноводов с высоким контрастом порог для локализации существенно ниже. По-видимому, последнее связано с существенно меньшим размером волноводной моды в этом случае (рис. 1), что приводит к большей эффективной нелинейной добавке к показателю преломления при одинаковой энергии импульсов. В то же время, максимальная степень пространственной локализации, которой удается достичь в массиве волноводов с высоким контрастом, оказывается несколько ниже из-за высоких потерь (последнее может быть также следствием некоторой деградации нелинейного коэффициента  $n_2$  материала при сильном воздействии в процессе записи волноводов). Необходимо отметить, что оптимальная длительность импульсов для достижения максимальной степени локализации в массивах с высоким контрастом показателя преломления составляла 500–750 фс, а степень временной компрессии не превышала 4. При распространении излучения в массиве с низким контрастом оптимальная для локализации длительность входных импульсов на длине волны 1400 нм составляла 252 фс. Несмотря на достаточно высокий порог нелинейной локализации, заметно большая часть излучения концентрируется в центральном волноводе (см. рис. 2, энергия 1700 нДж).

Для исследования спектральной и временной эволюции (рис. 3) на выходе из образца устанавлива-

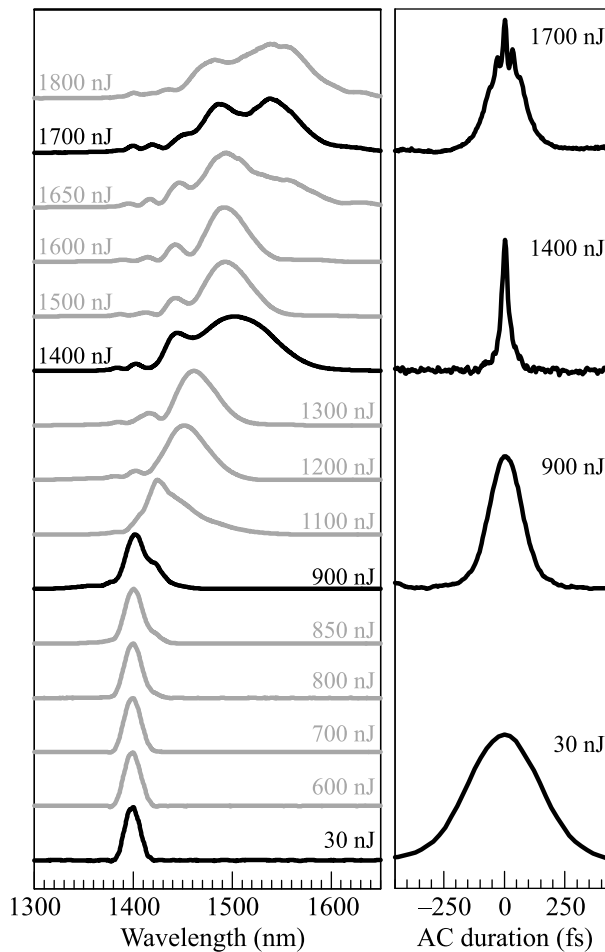


Рис. 3. Нормированные спектры (слева) и автокорреляционные функции (справа) импульсов на выходе из центрального канала массива волноводов с низким контрастом, измеренные при указанных входных энергиях

лась диафрагма диаметром 100 мкм, которая пропускала излучение только из центрального волновода. Результаты измерений демонстрируют динамику уширения спектра импульса одновременно с красным смещением, вызванным самоиндуцированным комбинационным рассеянием, с увеличением входной энергии импульса (рис. 3, слева). При этом в центральном волноводе происходит временная компрессия импульса (рис. 3, справа). При входной энергии 1400 нДж наблюдалась минимальная длительность импульса на выходе, составившая 20.2 фс (FWHM), что соответствует 4 периодам светового поля на длине волны 1500 нм и находится на нижней границе временного разрешения автокоррелятора ASF-20. Таким образом, при прохождении массива волноводов с низким контрастом происходит самосжатие импульса более чем на порядок. Зарегистрированная длительность импульса в боковых каналах совпадала с входной (252 фс) вплоть до энергий 500 нДж.

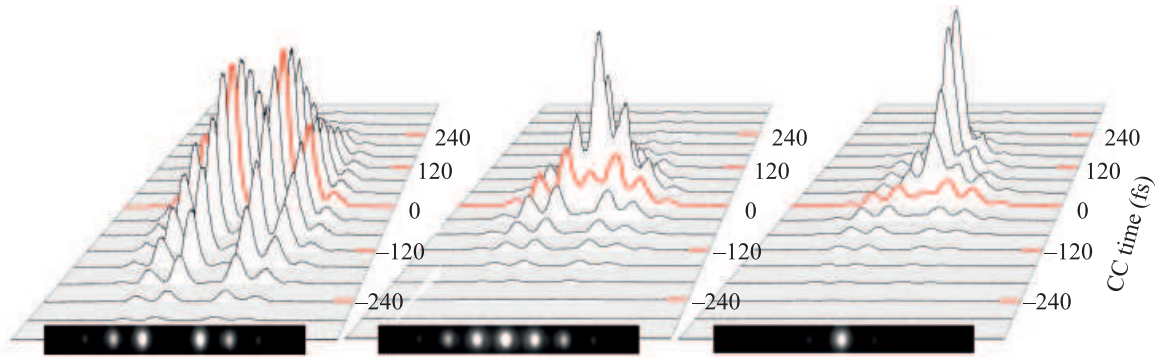


Рис. 4. (Цветной онлайн) Кросскорреляционные измерения выходного излучения из массива с  $\Delta n = 4.2 \cdot 10^{-4}$  в зависимости от входной энергии ИК импульсов. Линейный режим (200 нДж, слева), порог локализации (1400 нДж, середина) и максимальная локализация (1700 нДж, справа). Красной линией выделена нулевая задержка между опорным и исследуемым импульсами. В нижнем ряду показаны соответствующие изображения выходных профилей на ИК камере

Дальнейшее увеличение энергии приводит к резкому росту пространственной локализации, когда энергия концентрируется практически в одном канале, при этом импульс может разбиваться на несколько импульсов в результате развития модуляций на исходной широкой временной огибающей. Первая точка временной локализации, которая может быть ассоциирована с формированием световой пули, в центральном волноводе образуется на выходе из образца (см. автокорреляционную функцию на рис. 3 при 1400 нДж). При дальнейшем росте энергии формируется вторая, третья и т.д. (рис. 3 при 1700 нДж) в согласии с численным моделированием [20].

Пространственно-временная динамика, измеренная кросскорреляционным методом в исследуемом массиве волноводов для уровней энергий, соответствующих квазилинейному расплыванию, порогу локализации и максимальной степени пространственной локализации, показана на рис. 4. Красным цветом выделена нулевая задержка между линейно дифрагировавшим ИК импульсом и опорным 45 фс импульсом титан-сапфировой лазерной системы. На левой части рис. 4 представлено линейное пространственно-временное распределение излучения на выходе из массива. Длительность ИК импульса, восстановленного из кросс-корреляции для каждого отдельного волновода, составляет  $\sim 250$  фс и практически совпадает с входной длительностью. В средней части рис. 4 хорошо видна эволюция импульса на пороге пространственной локализации. Излучение в боковых волноводах начинает сжиматься по времени приблизительно до 100 фс, при этом в центральном канале сжатие намного сильнее выражено и происходит позже по времени. Кросскорреляционное измерение с меньшим шагом задержки показало, что длительность

на выходе из центрального волновода не превышает 27 фс при рамановском запаздывании в несколько десятков фемтосекунд. С дальнейшим увеличением энергии входных импульсов видна нелинейная временная локализация с укручением заднего фронта импульса и рамановское запаздывание, аналогичное наблюдавшемуся в работе [21].

**4. Заключение.** Мы продемонстрировали сильную пространственно-временную компрессию ИК излучения, лежащего в области слабой аномальной дисперсии групповых скоростей, в массивах волноводов, изготовленных методом фемтосекундной лазерной записи внутри плавленого кварца. При временном сжатии без дополнительной дисперсионной посткомпрессии более чем на порядок импульсы достигают длительности в несколько периодов светового поля на длинах волн телекоммуникационного диапазона. Данные результаты открывают широкие возможности по разработке массивов волноводов для спектральной трансформации и временной компрессии субпикосекундных импульсов с мкДж энергиями, дальнейших экспериментальных исследований динамики ультракоротких импульсов в топологических коммутационных устройствах и, в частности, возбуждения и распространения устойчивых топологических световых пуль в системах со сложными пространственными структурами, например, динамических волноводных массивах [22].

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Российского научного фонда (проект # 21-12-00096) в рамках Госзадания FFUU-2022-0004.

1. Y. Silberberg, *Opt. Lett.* **15**, 1282 (1990).
2. E. D. Zaloznaya, A. E. Dormidonov, V. O. Kompanets, S. V. Chekalin, and V. P. Kandidov, *JETP Lett.* **113**, 787 (2021).

3. A. B. Aceves, C. De Angelis, A. M. Rubenchik, and S. K. Turitsyn, *Opt. Lett.* **19**, 329 (1994).
4. A. B. Aceves, G. G. Luther, C. De Angelis, A. M. Rubenchik, and S. K. Turitsyn, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 73 (1995).
5. D. Mihalache, D. Mazilu, F. Lederer, Y. V. Kartashov, L.-C. Crasovan, and L. Torner, *Phys. Rev. E* **70**, 055603(R) (2004).
6. A. A. Balakin, S. A. Skobelev, A. V. Andrianov, N. A. Kalinin, and A. G. Litvak, *Opt. Lett.* **44**, 5085 (2019).
7. M. Rehan, G. Kumar, V. Rastogi, D. A. Korobko, and A. A. Sysolyatin, *Laser Phys.* **29**, 025104 (2019).
8. B. A. Malomed, D. Mihalache, F. Wise, and L. Torner, *J. Optics B* **7**, R53 (2005).
9. B. A. Malomed, *Eur. Phys. J. Special Topics* **225**, 2507 (2016).
10. D. Mihalache, *Rom. Rep. Phys.* **69**, 403 (2017).
11. K. M. Davis, K. Miura, N. Sugimoto, and K. Hirao, *Opt. Lett.* **21**, 1729 (1996).
12. S. Minardi, F. Eilenberger, Y. V. Kartashov, A. Szameit, U. Röpke, J. Kobelke, K. Schuster, H. Bartelt, S. Nolte, L. Torner, F. Lederer, A. Tünnermann, and T. Pertsch, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 263901 (2013).
13. W. H. Renninger and F. W. Wise, *Nat. Commun.* **4**, 1719 (2013).
14. F. Eilenberger, K. Prater, S. Minardi, R. Geiss, U. Röpke, J. Kobelke, K. Schuster, H. Bartelt, S. Nolte, A. Tünnermann, and T. Pertsch, *Phys. Rev. X* **3**, 041031 (2013).
15. D. N. Christodoulides and E. D. Eugenieva, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 233901 (2001).
16. Y. V. Kartashov, G. E. Astrakharchik, B. A. Malomed, and L. Torner, *Nat. Rev. Phys.* **1**, 185 (2019).
17. M. A. C. Potenza, S. Minardi, J. Trull, G. Blasi, D. Salerno, P. D. Trapani, A. Varanavicius, and A. Piskarskas, *Opt. Commun.* **229**, 381 (2004).
18. S. Minardi, J. Trull, and M. A. C. Potenza, *J. Holography Speckle* **5**, 85 (2009).
19. D. Cheskis, S. Bar-Ad, R. Morandotti, J. S. Aitchison, H. S. Eisenberg, Y. Silberberg, and D. Ross, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 223901 (2003).
20. A. A. Balakin, A. G. Litvak, V. A. Mironov, and S. A. Skobelev, *Laser Phys.* **28**, 045401 (2018).
21. F. Eilenberger, S. Minardi, A. Szameit, U. Röpke, J. Kobelke, K. Schuster, H. Bartelt, S. Nolte, L. Torner, F. Lederer, and A. Tünnermann, *Phys. Rev. A* **84**, 013836 (2011).
22. C. Milian, Y. V. Kartashov, and L. Torner, *Phys. Rev. Lett.* **123**, 133902 (2019).