

Численное моделирование генерации суперконтинуума на основе симиляритона в фемтосекундных волоконных лазерах

© У.С. Аверкиева¹, Ф. Янь², А. Исмаил^{1,3}, И.О. Орехов¹, С.Г. Сазонкин¹, Д.А. Дворецкий¹, В.Е. Карасик¹, Л.К. Денисов¹

¹ МГТУ им. Н.Э. Баумана,
Москва, Россия

² Харбинский политехнический университет,
Харбин, Китай

³ Московский физико-технический институт МФТИ,
Долгопрудный, Московская обл., Россия
e-mail: USL99@mail.ru

Поступила в редакцию 26.12.2024 г.

В окончательной редакции 14.02.2025 г.

Принята к публикации 17.02.2025 г.

Проведено численное моделирование генерации выходных характеристик суперконтинуума с использованием генератора на основе фемтосекундного волоконного лазера. Исследование было направлено на анализ выходных характеристик суперконтинуума при использовании различных типов волокон. Целью исследования является оптимизация характеристик выходных импульсов лазера и параметров высоконелинейного волокна для получения суперконтинуума с наибольшей шириной спектра и высокой пространственной когерентностью. Для достижения этой цели использовалась математическая модель, описывающая развитие и распространение ультракоротких импульсов в волокне. Анализируются процессы, влияющие на уширение спектра, такие как фазовая самомодуляция, вынужденное комбинационное рассеяние, четырёхволновое смешение и дисперсия групповых скоростей. Полученные результаты показали, что использование волокон гибридной структуры с различной дисперсией позволяет добиться значительного уширения выходного оптического спектра суперконтинуума при меньших значениях пиковой мощности входного импульса и длины волокна. Рассмотрено влияние ключевых факторов на формирование суперконтинуума, что позволяет сделать выводы о путях улучшения характеристик таких источников света для различных применений, включая спектроскопию, медицину, метрологию и телекоммуникацию.

Ключевые слова: суперконтинуум, фемтосекундный волоконный лазер, высоконелинейное оптическое волокно, численное моделирование генерации суперконтинуума.

DOI: 10.61011/OS.2025.04.60537.7501-24

Введение

Генерация суперконтинуума (СК) является ключевым направлением в развитии современных оптических технологий [1] благодаря широкому спектральному диапазону и множеству применений в различных научных и прикладных областях. Суперконтинуум активно используется для обнаружения промышленных токсичных газов [2], в медицине для оптической когерентной томографии [3], в метрологии [4], а также в системах мультиплексированной передачи данных [5]. Уникальные свойства суперконтинуума, такие как его широкий спектр и высокая пространственная когерентность, делают его незаменимым для задач, требующих точного спектрального анализа [6,7] или в области высокоточных оптических измерений [8,9].

Одним из наиболее эффективных способов генерации суперконтинуума является использование фемтосекундных волоконных лазеров [10–12]. Эти лазеры позволяют генерировать ультракороткие импульсы с высокой интенсивностью, что создает условия для возбужде-

ния нелинейных эффектов в высоконелинейных волокнах. Высокая интенсивность импульсов способствует проявлению таких нелинейных эффектов, как фазовая самомодуляция (ФСМ), вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР) и четырехволновое смешение (ЧВС), что приводит к значительному расширению спектра излучения.

Важным элементом в генерации суперконтинуума является высоконелинейное волокно (HNLF), которое используется для формирования широкого спектра за счет нелинейных эффектов. Высоконелинейные волокна с различной дисперсией позволяют достичь более широкого спектрального диапазона при меньших затратах энергии, что делает их эффективным решением для создания источников суперконтинуума с высокой мощностью и стабильностью [13].

Численное моделирование играет важную роль в оптимизации параметров таких систем. Оно позволяет предсказывать поведение нелинейных процессов в волокне, корректировать параметры лазера и волокна для достижения наилучших характеристик суперконтинуу-

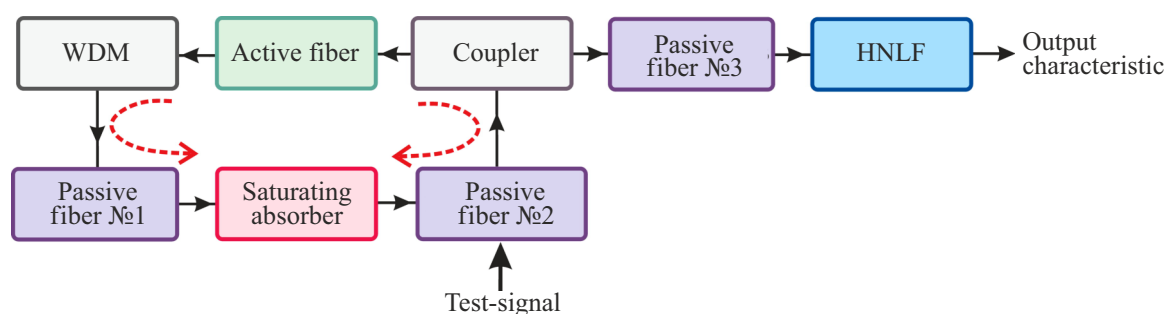


Рис. 1. Схема математической модели генерации суперконтинуума.

ма. Моделирование помогает исследователям избегать сложных и дорогостоящих экспериментов, предлагая эффективные решения для улучшения производительности оптических систем.

В рамках настоящего исследования было проведено численное моделирование генерации суперконтинуума с использованием фемтосекундного волоконного лазера и высоконелинейного волокна. Основной целью было исследование параметров системы и выходных характеристик СК.

Метод численного моделирования генерации суперконтинуума

Численное моделирование генерации суперконтинуума описывало генерацию выходных импульсов, полученных при использовании полностью волоконного фемтосекундного лазера с пассивной синхронизацией мод (СМ), основанной на эффекте нелинейной эволюции поляризации с применением высоконелинейного волокна. Структурная схема математической модели генератора СК представлена на рис. 1. В математической модели генератора СК применялись пассивные волокна (Passive fiber) № 1, № 2, № 3 с характеристиками, соответствующими стандартному телекоммуникационному волокну SMF-28. Тест-сигнал моделировался как спонтанное излучение, инициирующее генерацию лазерного излучения. Насыщающийся поглотитель (Saturating absorber) выполнял функции, совмещавшие действие контроллеров поляризации и изолятора-поляризатора. Для генерации суперконтинуума использовалось германо-силикатное волокно HNLF Ge-225. Активное волокно (Active fiber) соответствовало разработанному в научной лаборатории аналогу эрбиевого волокна Er^{3+} . Оптический разветвитель (Coupler) и волоконный мультиплексор (WDM) обладали параметрами и характеристиками, описанными в экспериментальной установке [14].

Метод моделирования генерации выходного оптического спектра СК, представленный в настоящей работе, был основан на результатах исследования [15], где экспериментально продемонстрирована эффективность управления нелинейностью и дисперсией для генерации ультракоротких импульсов и сверхшироких выходных

оптических спектров СК с использованием высоконелинейного германо-силикатного волокна.

Для численного моделирования использовалось решение уравнения Гинзбурга—Ландау, которое описывает баланс между нелинейными эффектами, дисперсией среды, потерями и усилением в волоконных резонаторах с пассивной СМ. Это уравнение позволило моделировать динамику распространения импульсов, учитывая ключевые особенности взаимодействий различных нелинейных эффектов внутри резонатора лазерной системы. Процесс решения уравнения осуществлялся с использованием метода Фурье с расщеплением по физическим процессам (Split-Step Fourier Method, SSFM), что позволило эффективно моделировать линейные и нелинейные взаимодействия. Условие сходимости обеспечивалось через контроль относительного изменения амплитуды импульсов на каждом N -м обходе резонатора, что подтверждало устойчивость расчетов и точность предложенной модели [16].

Особенностью математической модели являлась возможность оптимизации параметров, что позволило эффективно контролировать процесс генерации и добиться получения ультраширокого выходного оптического спектра в диапазоне длин волн от 1200 до 2400 nm.

Результаты моделирования

На первом этапе численного моделирования была получена устойчивая генерация в виде симуляритонов, что согласуется с ранее описанными результатами, представленными в работах [17,18]. В частности, в работе [17] были рассмотрены условия самоподобного распространения и усиления параболических импульсов в оптических волокнах, что закладывает основу для анализа динамики симуляритонов. Исследования, проведенные в [18], демонстрируют эволюцию симуляритонных импульсов в эрбиевых волоконных лазерах с гибридной СМ, что подтверждает применимость данного подхода для генерации стабильных импульсов в рассматриваемых условиях.

Энергия полученного одиночного импульса достигала значений 411 pJ, а средняя выходная мощность составила 10.57 mW. Эти импульсы с длительностью 73 fs вводи-

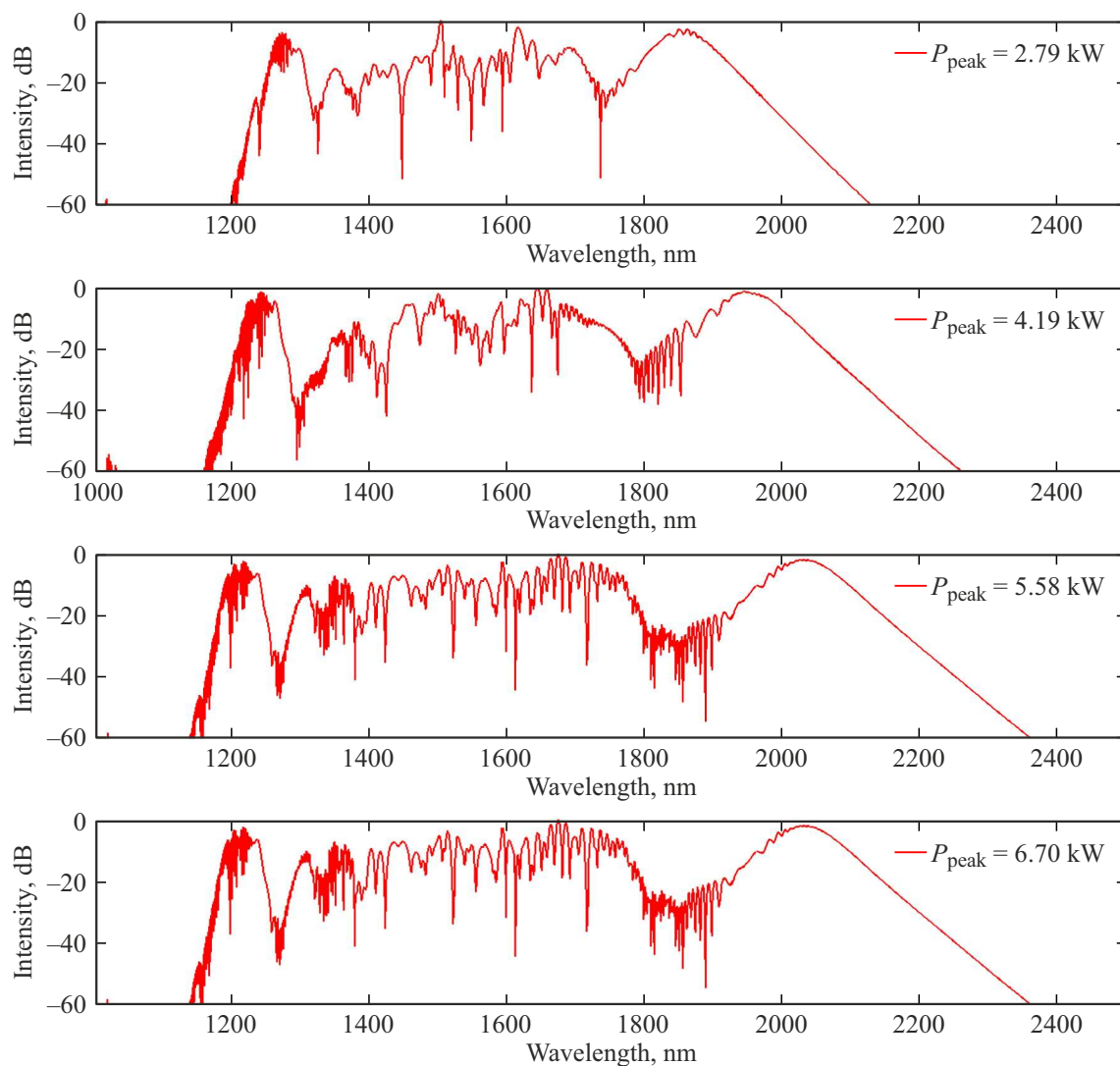


Рис. 2. Выходной оптический спектр СК, полученный при численном моделировании.

лись в волокно HNLF Ge-225 с коэффициентом нелинейности $\gamma = 0.009 \text{ W/m}$ и величиной дисперсии второго порядка $\beta_2 = -2.1 \text{ ps}^2/\text{km}$ на длине волны 1560 nm . На рис. 2 представлены графики выходного оптического спектра СК, полученные при использовании высоконелинейного волокна длиной 3 m . Полученный выходной оптический спектр СК был расширен от 1228 до 2001 nm с шириной 773 nm на уровне -20 dB . Такой диапазон оптического спектра подтверждает эффективность использования высоконелинейного волокна с высокой нелинейностью и малым диаметром сердцевины.

На рис. 3 показана эволюция выходного оптического спектра и импульса при распространении в волокне HNLF Ge-225 длиной 3 m . На начальном этапе распространения импульса, в пределах первых 0.15 m , симиляритонный импульс подвергался временному сжатию, вызывая симметричное расширение оптического спектра. Затем под влиянием ВКР и дисперсии высших порядков импульс начинал расщепляться, что приводит

ло к асимметричному уширению оптического спектра. Расщепленный импульс смещался в длинноволновую область под действием эффекта ВКР, постепенно отдаляясь от остаточного сигнального импульса из-за различий в групповой скорости.

Основное спектральное уширение происходило преимущественно в пределах первых 0.5 m , дальнейшее расширение оптического спектра было связано с красным смещением вновь сформированного импульса, тогда как коротковолновая область СК оставалась практически неизменной.

Кроме того, пиковая мощность вводимых в высоконелинейное волокно импульсов также оказывала прямое влияние на ширину и структуру выходного оптического спектра СК. Как можно заметить из рис. 4, с увеличением пиковой мощности входных импульсов с 2.79 до 6.70 kW существенно возрастает влияние таких нелинейных эффектов, как ФСМ, ВКР, что способствует значительному расширению спектра СК. Численное

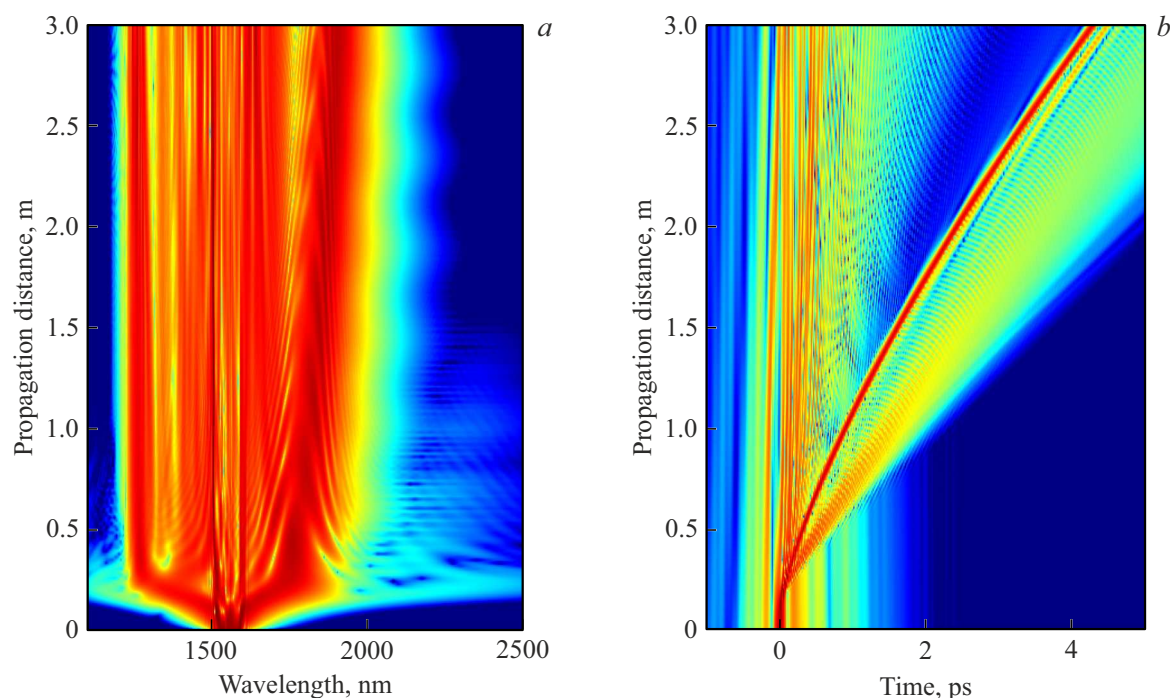


Рис. 3. Распространение импульса в высоконелинейном волокне: (а) эволюция выходного оптического спектра, (б) эволюция импульса во временной области.

моделирование показало, что при мощности импульсов 6.70 kW выходной оптический спектр может быть расширен до величины 1126 nm по уровню -20 dB.

Для дальнейшего анализа было проведено исследование пространственной когерентности выходного оптического спектра СК при различных значениях дисперсии второго порядка. Оценка когерентности суперконтинуума была проведена методом ансамблевого усреднения, позволившем количественно определить степень первой порядковой когерентности в выходном оптическом спектре и учесть влияние модуляционной неустойчивости на формирование выходного сигнала. На рис. 5 показаны графики когерентности выходного оптического спектра СК с применением волокон HNLF с положительной и отрицательной дисперсией.

Моделирование показало, что при использовании высоконелинейных волокон с отрицательной дисперсией $\beta_2 = -2.1$ ps²/km присутствовали хаотические процессы, вызванные модуляционной неустойчивостью и расщеплением симиларитонов, которые привели к снижению когерентности выходного оптического спектра. Генерация субимпульсов, возникающих в результате действия нелинейных эффектов, делала процесс уширения выходного оптического спектра чувствительным к внешним шумам и изменениям начальных условий.

Напротив, высоконелинейные волокна с положительной дисперсией, равной $\beta_2 = 2.1$ ps²/km, продемонстрировали более устойчивый процесс генерации СК. Эффект ФСМ обеспечивал симметричное уширение спектра и минимальное влияние внешних шумов на пространственную когерентность. Результаты моделирова-

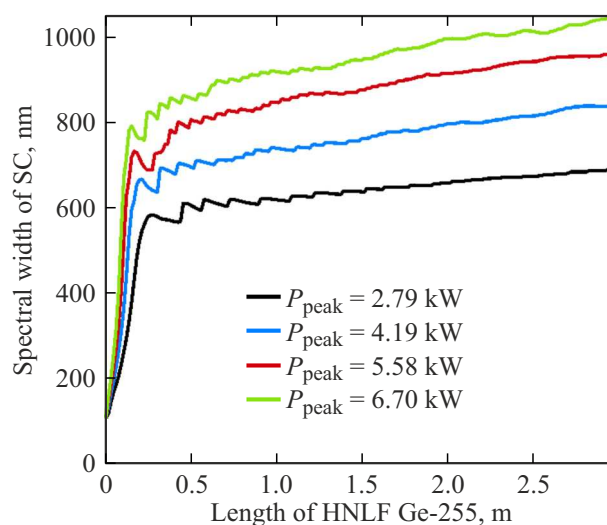


Рис. 4. Изменение ширины выходного оптического спектра СК в зависимости от пиковой мощности импульса, вводимого в высоконелинейное волокно.

ния подтвердили, что волокна с положительной дисперсией обладают высокой пространственной когерентностью выходного оптического спектра и равномерностью фазовых характеристик, что делает их предпочтительными для задач, требующих получения стабильной генерации СК.

Однако несмотря на высокую пространственную когерентность, спектральное уширение в волокнах с поло-

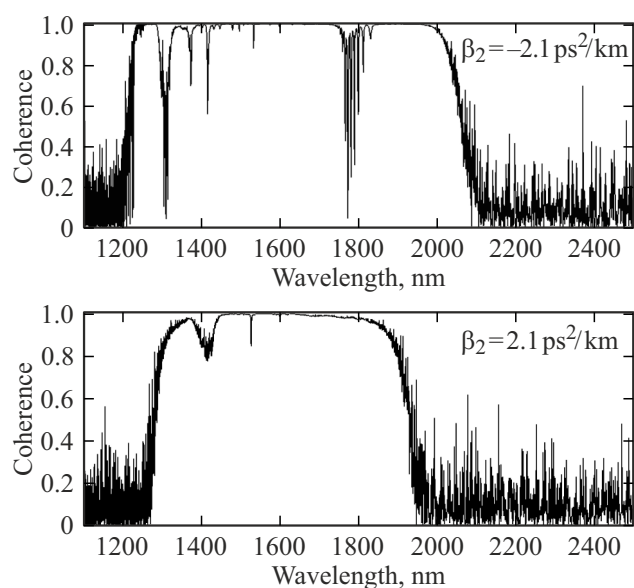


Рис. 5. Пространственная когерентность выходного оптического спектра СК: (а) применение волокна HNLF с отрицательной дисперсией, (б) применение волокна HNLF с положительной дисперсией.

жительной дисперсией было ограничено по сравнению с волокнами с отрицательной дисперсией. Это привело к необходимости комбинирования преимуществ обоих типов дисперсии в одной структуре. На завершающем этапе моделирования было исследовано влияние гибридной структуры волокна [19] с чередующейся дисперсией на выходные характеристики суперконтинуума. Для выбора оптимальных параметров гибридной структуры высоконелинейного волокна использовался итерационный метод подбора значений квадратичной дисперсии. В ходе выполнения численного моделирования варьировали параметры дисперсии сегментов волокна с целью получения максимального уширения спектра и сохранения высокой когерентности. Значения $\beta_2 = 2.1 \text{ ps}^2/\text{km}$ и $-2.1 \text{ ps}^2/\text{km}$ были определены методом перебора возможных комбинаций и показали наилучшие результаты по спектральному уширению и стабильности генерации суперконтинуума.

В данной структуре сегменты с отрицательной дисперсией $\beta_2 = -2.1 \text{ ps}^2/\text{km}$ чередовались с сегментами с положительной дисперсией $\beta_2 = 2.1 \text{ ps}^2/\text{km}$, что позволило объединить преимущества обоих типов волокон: в сегментах с отрицательной дисперсией импульс сжимался, увеличивая пиковую мощность, а в сегментах с положительной дисперсией импульс расширялся, что способствовало поддержанию стабильности и когерентности выходного излучения. Данный подход согласуется с результатами, полученными научной группой в работе [20], которые предложили использовать волокно HNLF с гибридной структурой, состоящее из нескольких сегментов с чередующейся дисперсией. Результаты работы продемонстрировали, что такая структура позволяет

получить выходной оптический спектр суперконтинуума в диапазоне длин волн от 900 до 2200 nm, что значительно превышает результаты, достигаемые в волокнах с однородной дисперсией.

В то же время в работе [21] представлена концепция высоконелинейных волокон с гибридной структурой (Fiber with alternating dispersion), которая предполагает чередование сегментов с положительной и отрицательной дисперсией. Исследования показали, что правильный выбор параметров и длины волокна позволяет добиться экспоненциального увеличения ширины спектра СК, подтверждая высокую эффективность гибридных волокон для генерации сверхшироких оптических спектров.

На рис. 6,а представлена эволюция спектрального уширения СК в частотной области, а на рис. 6,б представлено изменение формы импульса во временной области при его прохождении через волокно HNLF с гибридной структурой длиной 43 см. При распространении импульса в высоконелинейном волокне на участке с положительной дисперсией наблюдалось расширение выходного оптического спектра СК под воздействием ФСМ, в то время как на участке с отрицательной дисперсией наблюдалось сжатие импульса во временной области, что привело к повышению пиковой мощности и дальнейшему уширению спектра СК.

Как видно из рис. 6,с, после прохождения каждого сегмента с отрицательной дисперсией наблюдается увеличение пиковой мощности и сокращение длительности импульса, что усиливало действие нелинейных эффектов и способствовало эффективному уширению выходного оптического спектра при прохождении следующего сегмента с положительной дисперсией. В результате прохождения через волокно HNLF с гибридной структурой длиной 43 см пиковая мощность импульса возросла в 6 раз по сравнению с начальным уровнем.

Кроме того, как можно заметить из рис. 6,д, гибридная структура волокна HNLF предотвращает расщепление импульса, позволяя на выходе получить ультракороткий импульс с длительностью 12 fs и широким спектральным охватом 1204 nm на уровне -20 dB . На вставке к рис. 6,д показан график сравнения ширины выходных оптических спектров при использовании гибридной структуры высоконелинейного волокна. При генерации СК в волокнах с положительной и отрицательной дисперсией происходила стагнация темпа уширения выходного оптического спектра с шириной 400 и 800 nm соответственно. При этом высоконелинейное волокно с гибридной структурой длиной 43 см обеспечивало уширение оптического спектра. Ширина выходного оптического спектра СК составила 1204 nm на уровне -20 dB , охватывая диапазон, превышающий октаву — от 1087 nm до 2291 nm.

Таким образом, волокно HNLF с гибридной структурой объединило достоинства волокон с положительной и отрицательной дисперсией, что позволило существенно сократить длину используемого высоконелинейного

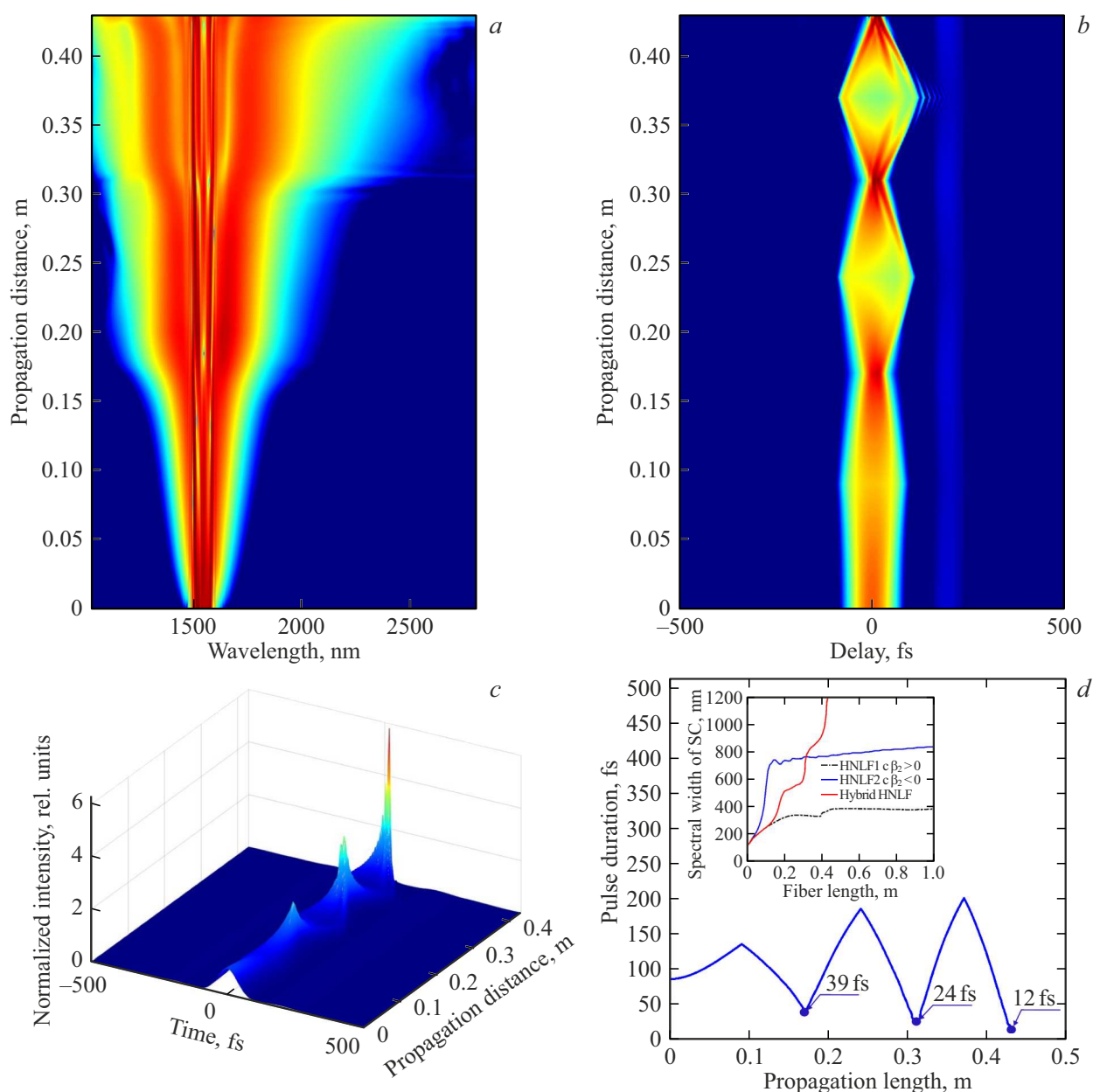


Рис. 6. Выходные характеристики при прохождении импульса через гибридную структуру высоконелинейного волокна: (а) эволюция уширения выходного оптического спектра в частотной области, (б) эволюция формы импульса во временной области, (с) нормированная средняя пиковая мощность импульсов после прохождения каждого сегмента волокна HNLFF, (д) эволюция длительности импульса. На вставке: сравнение ширины выходных оптических спектров в волокне HNLFF.

волокна и увеличить пиковую мощность выходного импульса до 2 kW без применения дополнительных усилителей. Смоделированный источник СК продемонстрировал не только широкий спектральный охват, но и стабильность формы импульса во временной области.

Заключение

В настоящей работе было проведено численное моделирование генерации суперконтинуума с использова-

нием фемтосекундного волоконного лазера с пассивной СМ на основе нелинейной эволюции поляризации и высоконелинейных волокон с различной дисперсией. Основной целью исследования была оптимизация параметров лазерной системы и высоконелинейного волокна для получения широкого спектрального охвата и стабильной формы импульса во временной области СК.

В рамках исследования были изучены параметры генерации СК в волокнах с положительной, отрицательной и гибридной дисперсией. Моделирование показало, что волокна с отрицательной дисперсией обеспечивают

значительное уширение выходного оптического спектра за счёт развития нелинейных эффектов, таких как ФСМ и ВКР. Однако процессы модуляционной неустойчивости и расщепления импульсов вызывали снижение когерентности выходного оптического спектра. Волокна с положительной дисперсией, напротив, продемонстрировали высокую пространственную когерентность и стабильность оптического спектра, но ширина спектрального охвата была ограничена.

Гибридная структура высоконелинейного волокна, состоящая из чередующихся сегментов с положительной и отрицательной дисперсией, была предложена и исследована для преодоления выявленных ограничений. Такая структура позволила объединить преимущества обоих типов волокон. В сегментах с отрицательной дисперсией импульс сжимался, что увеличивало его пиковую мощность и активизировало действие нелинейных эффектов, а в сегментах с положительной дисперсией импульс расширялся, обеспечивая стабилизацию формы и когерентности оптического спектра.

Результаты численного моделирования показали, что волокно HNLF с гибридной структурой длиной 43 м обеспечивало ширину оптического спектра 1204 nm на уровне -20 dB в диапазоне длин волн от 1087 до 2291 nm. При этом пиковая мощность импульса увеличилась в 6 раз, достигая 2 kW при сохранении стабильной формы импульса и длительности 12 fs. Кроме того, гибридная структура волокна HNLF предотвращала расщепление импульса, что делало её оптимальной для генерации стабильных сверхшироких спектров суперконтинуума. Этот подход является перспективным для применения СК в различных научных и прикладных областях.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации по проекту государственного задания, проект № FSN-2024-0018.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] A.M. Heidt, A. Hartung, H. Bartelt. *The Supercontinuum Laser Source*, ed. by R.R. Alfano (Springer, N.Y., 2016), 3rd ed., p. 247–280. DOI: 10.1007/978-1-4939-3326-6-6
- [2] A. Adamu, M. Dasa, O. Bang, C. Markos. *IEEE Sens. J.*, **20** (18), 10591–10597 (2020). DOI: 10.1109/JSEN.2020.2993549
- [3] S.R.D.S. Rao, M. Jensen, L. Grüner-Nielsen, J.T. Olsen, P. Heiduschka, B. Kemper, J. Schneckeburger, M. Glud, M. Mogensen, N.M. Israelsen, O. Bang. *Light Sci. Appl.*, **10**, 133 (2021). DOI: 10.1038/s41377-021-00574-x
- [4] Q. Hao, T. Liu, H. Zeng. In: *High energy and short pulse lasers*, ed. by R. Viskup (IntechOpen, Austria, 2016). DOI: 10.5772/64209
- [5] S.V. Smirnov, J.D. Ania-Castañón, S. Kobtsev, S.K. Turitsyn. In: *The supercontinuum laser source: the ultimate white light*, ed. by R.R. Alfano. 4th ed. (Springer International Publishing AG, 2023), p. 397–432. DOI: 10.1007/978-3-031-06197-4_9
- [6] A. Reyes-Reyes, Z. Hou, E. van Mastrigt, R.C. Horsten, J.C. de Jongste, M.W. Pijnenburg, H.P. Urbach, N. Bhattacharya. *Opt. Express*, **22** (15), 18299 (2014). DOI: 10.1364/OE.22.018299
- [7] K. Eslami Jahromi, M. Nematollahi, R. Krebbers, M.A. Abbas, A. Khodabakhsh, F.J.M. Harren. *Opt. Express*, **29** (8), 12381 (2021). DOI: 10.1364/OE.418072
- [8] I. Zorin, P. Gattinger, A. Ebner, M. Brandstetter. *Opt. Express*, **30** (4), 5222 (2022). DOI: 10.1364/OE.447269
- [9] S. Schilt, T. Südmeyer. *Appl. Sci.*, **5** (4), 787 (2015). DOI: 10.3390/app5040787
- [10] S.-S. Lin, S.-K. Hwang, J.-M. Liu. *Opt. Express*, **22** (4), 4152 (2014). DOI: 10.1364/OE.22.004152
- [11] E. Genier, P. Bowen, T. Sylvestre, J.M. Dudley, P.M. Moselund, O. Bang. *J. Opt. Soc. Am. B.*, **36** (2), A161 (2019). DOI: 10.1364/JOSAB.36.00A161
- [12] D.H. Martínez-Suárez, M.C.S. Araujo, D. Steinberg, L.A.M. Saito, E.A. Thoroh de Souza, J.D. Zapata. *Opt. Laser Technol.*, **174**, 110588 (2024). DOI: 10.1016/j.optlastec.2024.110588
- [13] M.H.M. Shamim, L. Brilland, R. Chahal, J. Troles, M. Rochette. *J. Phys. Photonics*, **6** (4), 045018 (2024). DOI: 10.1088/2515-7647/ad819e
- [14] У.С. Аверкиева, Я. Фэйфэй, А. Исмаил, И.О. Орехов, С.Г. Сазонкин, Д.А. Дворецкий, В.Е. Карасик, Л.К. Денисов. В сб.: *Лазеры в науке, технике, медицине*, под ред. В.А. Петрова (Московское НТО радиотехники, электроники и связи им. А.С. Попова, 2025).
- [15] A. Ismaeel, A. Krylov. *Opt. Lett.*, **49** (20), 5977 (2024). DOI: 10.1364/OL.540588
- [16] F. Yan, A. Ismaeel, I. Orekhov, S. Sazonkin, D. Dvoretzkiy, A. Krylov, L.K. Denisov, V.E. Karasik. In: *Proc. of the 2024 International Conference on Laser Optics (ICLO)* IEEE (IEEE, 2024), p. 59. DOI: 10.1109/ICLO59702.2024.10623989
- [17] M.E. Fermann, V.I. Kruglov, B.C. Thomsen, J.M. Dudley, J.D. Harvey. *Phys. Rev. Lett.*, **84** (26), 6010 (2000). DOI: 10.1103/PhysRevLett.84.6010
- [18] A.Y. Fedorenko, A. Ismaeel, I.O. Orekhov, D.A. Dvoretzkiy, S.G. Sazonkin, L.K. Denisov, V.E. Karasik. *Photonics*, **11** (4), 387 (2024). DOI: 10.3390/photonics11040387
- [19] S. Zhang, H. Qiao, T. Zhang, M. Zhou, X. Xu. *Front. Phys.*, **10**, 915266 (2022). DOI: 10.3389/fphy.2022.915266
- [20] I.I. Korel, B.N. Nyushkov, V.S. Pivtsov, S.N. Bagaev. *Laser Phys.*, **24** (7), 074012 (2014). DOI: 10.1088/1054-660X/24/7/074012
- [21] H. Zia, N.M. Lüpken, T. Hellwig, C. Fallnich, K.-J. Boller. *Laser Photon. Rev.*, **14**, 2000031 (2020). DOI: 10.1002/lpor.202000031