Письма в ЖЭТФ, том 123, вып. 10, с. 700 – 705

О генерации резонансных дисперсионных волн в кварцевом капилляре

Л. Л. Лосев[1)], *В. С. Пазюк*

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 8 апреля 2026 г.
После переработки 16 апреля 2026 г.
Принята к публикации 17 апреля 2026 г.

Получено, подтвержденное экспериментальными данными, аналитическое выражение для пороговой энергии инфракрасного лазерного импульса при генерации резонансной дисперсионной волны ультрафиолетового диапазона в газонаполненном кварцевом капилляре. Показано, что существует оптимальное значение энергии лазерного импульса, соответствующее максимальной эффективности генерации. Снижение эффективности генерации резонансной дисперсионной волны при превышении оптимальной энергии объясняется расщеплением сформированного импульса инфракрасного солитона на субимпульсы.

DOI: 10.7868/S3034576626050148

Процесс генерации резонансных дисперсионных волн (РДВ) в газонаполненных полых волноводах используется при создании источников фемтосекундных импульсов ультрафиолетового (УФ) диапазона [1, 2]. В настоящее время такие источники, длительность импульса которых может составлять несколько фемтосекунд, широко применяются при проведении экспериментов в области физики твердого тела, спектроскопии,генерации аттосекундных импульсов и т.д. [3–5].

В нашей предыдущей работе [6] был предложен механизм генерации импульса РДВ на основе процесса нелинейной фазовой модуляции при равенстве групповых скоростей сформировавшегося инфракрасного (ИК) солитона и УФ импульса РДВ. Было получено аналитическое выражение для длины волны РДВ. В результате появилась возможность определять параметры – диаметр волновода, состав и давление газа, необходимые для генерации импульса РДВ с заданной длиной волны. Что касается влияния параметров лазерного излучения – энергии, длины волны и длительности импульса на процесс генерации РДВ, то этот важный вопрос не был исследован, и, таким образом, была определена цель данной работы. В схемах генерации РДВ в газонаполненных волноводах используются микроструктурированные волокна и капилляры, в основном изготовленные из плавленого кварца. Микроструктурированные волокна, в частности, полые волокна револьверного типа [7], имеющие малый внутренний диаметр, вплоть до величины, меньше 10 мкм, и незначительные потери при распространении излучения позволяют работать с лазерными импульсами микроджоульных энергий. Однако, ограничение спектральной полосы пропускания таких волокон существенно снижает их возможности для генерации РДВ, особенно в области глубокого и вакуумного УФ. Кроме того, в таких волокнах используются кварцевые капилляры с толщиной стенки порядка 100 нм [7], имеющие низкий порог разрушения под действием лазерного излучения. Как следствие, снижается надежность работы, и максимальная энергия лазерного импульса ограничивается на уровне 100 мкДж. Поэтому в дальнейшем мы будем рассматривать только кварцевые капилляры.

Для проведения расчетов энергии импульса, необходимой для начала генерации РДВ, введем понятие эквивалентной длины капилляра L_{eq}, исходя из равенства нелинейного набега фазы в капилляре длиной L с потерями и набега фазы в капилляре длиной L_{eq} без потерь. Нелинейный набег фазы в процессе самомодуляции определяет уширение спектра и сжатие импульса при распространении в капилляре. Условие равенства нелинейного набега фаз следующее: $\frac{2\pi n_2}{\lambda}\int\limits_0^L I_0 e^{-\alpha z}dz = \frac{2\pi n_2}{\lambda} I_0 L_{eq}$, где: I_0 – интенсивность излучения с длиной волны λ, введенная в капилляр, n_2 – нелинейная часть показателя преломления газа в капилляре, α – коэффициент потерь при распространении излучения в капилляре. Отсюда следует выражение для эквивалентной длины: $L_{eq} = L_{\text{loss}}\left(1 - e^{-\frac{L}{L_{\text{loss}}}}\right) = L_{\text{loss}}k$, где: $L_{\text{loss}} = \frac{1}{\alpha}$ – длина потерь. Величина k в данном случае определяет долю энергии импульса, поглощенную в капилля-

1)e-mail: lllosev@mail.ru

ре. Коэффициент потерь излучения с длиной волны λ, распространяющегося в моде с наименьшими потерями в кварцевом капилляре с диаметром d, имеет вид: $\alpha = 3.3\frac{\lambda^2}{d^3}$ [8].

Процесс генерации РДВ в капилляре можно разделить на два этапа. На первом этапе происходит уширение спектра и временная компрессия лазерного импульса, распространяющегося в капилляре в режиме аномальной дисперсии. В результате этого процесса формируется оптический солитон. Сразу после этого начинается генерация более коротковолнового импульса РДВ в процессе нелинейной фазовой модуляции на заднем фронте солитона. Длина волны РДВ определяется из условия равенства групповых скоростей солитона и импульса РДВ [6]. Таким образом, можно считать, что условием генерации РДВ и, соответственно, условием, определяющим пороговую энергию лазерного импульса, является то, что длина капилляра должна превосходить длину формирования солитона L_f. Для численных расчетов примем следующее условие: $L_{eq} > L_f$.

Длина формирования солитона определяется дисперсионной длиной L_d и нелинейной длиной L_n следующим образом: $L_f \approx \sqrt{L_d L_n}$ [8]. Данное выражение получено для постоянного значения интенсивности излучения по длине волновода. С целью более корректного использования этой формулы в расчетах с капилляром, где интенсивность меняется по длине капилляра, и было введено понятие эквивалентной длины.

Дисперсионная длина зависит от длительности лазерного импульса τ (длительность импульса по уровню половины от максимальной мощности) и дисперсии групповых скоростей β_2 как $L_d = \frac{\tau^2}{3|\beta_2|}$ [8]. Дисперсия групповых скоростей для капилляра,заполненного газом, может быть представлена в виде: $\beta_2 = \frac{1}{2\pi c^2}\left(\frac{6Bp}{\lambda} - \frac{0.58\lambda^3}{d^2}\right)$, где: p – давление газа в атмосферах, c – скорость света, B – коэффициент в формуле Коши для дисперсии показателя преломления газа n: $n - 1 = A + \frac{B_p}{\lambda^2}$. Как было показано в [6], в капилляре существует однозначная связь между давлением газа и длиной волны РДВ λ_d:

$$\lambda_d \approx \frac{2d\sqrt{pB}}{\lambda}. \tag{1}$$

Выражая отсюда давление p и подставляя в формулу для дисперсии групповых скоростей, получим следующее выражение: $\beta_2 \approx \frac{1}{2\pi c^2}\left(\frac{1.5\lambda_d^2\lambda}{d^2} - \frac{0.58\lambda^3}{d^2}\right)$. Поскольку в дальнейших экспериментах реализовывался режим, когда длина волны РДВ была короче 0.3 мкм при длине волны лазерного излучения ~ 1 мкм, то формулу для дисперсии групповых скоростей становится возможным упростить и использовать в виде: $\beta_2 \approx -\frac{0.58}{2\pi c^2}\frac{\lambda^3}{d^2}$. В результате возникает следующее выражение для дисперсионной длины:

$$L_d \approx \frac{3c^2\tau^2 d^2}{\lambda^3}. \tag{2}$$

Нелинейная длина L_n зависит от интенсивности излучения в капилляре и нелинейного показателя преломления и имеет вид [8]:

$$L_n = \frac{0.1\lambda\tau d^2}{Epn_2}, \tag{3}$$

где E – энергия импульса, n_2 – нелинейный показатель преломления газа при давлении в одну атмосферу.

Подставляя выражения (2) и (3) в формулу для длины формирования солитона и сравнивая ее с эквивалентной длиной капилляра, получим, что солитон будет формироваться в капилляре и, соответственно, генерироваться РДВ с длиной волны λ_d при превышении энергии импульса лазерного излучения порогового значения E_{th}:

$$E \geq E_{\mathrm{th}} \approx \frac{7c^2\tau^3}{k^2\lambda_d^2}\frac{B}{n_2}. \tag{4}$$

Отметим, что отношение величины B к n_2 для инертных газов, использующихся в большинстве случаев при генерации РДВ, отличается не более чем на 10 %. Поэтому варьирование инертных газов не позволит значительно снизить величину пороговой энергии, необходимой для получения заданной длины РДВ.

Важным параметром, определяющим динамику солитона в процессе распространения, является порядок солитона N. Показано,что при порядке солитона выше 3 происходит расщепление солитона на субимпульсы с разными центральными длинами волн [9]. Соответственно, и импульс РДВ будет распадаться на импульсы с разными длинами волн, что часто бывает нежелательно при проведении экспериментов. Порядок солитона определяется выражением: $N = \sqrt{\frac{L_d}{L_n}}$ [8]. Подставляя сюда значения L_d и L_n из (2) и (3) и нормируя энергию E на пороговую энергию E_{th}, получим значение порядка солитона:

$$N \approx \frac{10c^2\tau^2}{k\lambda d}\sqrt{\frac{E}{E_{\mathrm{th}}}}. \tag{5}$$

Схема экспериментальной установки показана на рис. 1. Источником лазерного излучения являлась фемтосекундная иттербиевая лазерная система

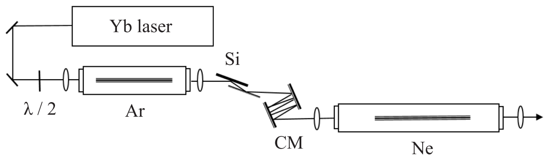

Рис. 1. Схема экспериментальной установки. $\lambda/2$ – полуволновая фазовая пластина, CM – чирпированные зеркала

ТЕТА-20/2000 (Авеста), построенная по схеме задающий генератор–регенеративный усилитель с центральной длиной волны 1030 нм. Длительность лазерного импульса составляла 170 фс, максимальная энергия – 2 мДж при частоте повторения импульсов до 2 кГц. Световой пучок имел близкое к гауссову распределение интенсивности по сечению со световым диаметром 5 мм по уровню e^{-2}.

Перед процессом генерации РДВ осуществлялась временная компрессия исходного лазерного импульса. Лазерное излучение фокусировалось в кварцевый капилляр с внутренним диаметром 200 мкм и длиной 50 см. Капилляр размещался в камере длиной 1 м, заполняемой аргоном. Спектрально уширенное в результате нелинейной самомодуляции излучение на выходе камеры направлялось во временной компрессор из чирпированных зеркал. В результате компрессии длительность импульса сокращалась до (13–16) фс в зависимости от энергии исходного лазерного импульса. Энергетическая эффективность компрессии в целом составляла 50 %.

Для варьирования энергии импульса на входе второй камеры с капилляром, в которой непосредственно протекал процесс генерации РДВ, применялась поляризационная система ослабления энергии импульса. С этой целью на выходе камеры компрессора, перед чирпированными зеркалами,устанавливалась под углом Брюстера пластина из кристаллического кремния. Отраженное от нее излучение с помощью серебряного зеркала направлялось в систему чирпированных зеркал с суммарной дисперсией групповой задержки 800 фс^2. Изменение энергии импульса проводилось с помощью вращения плоскости поляризации излучения посредством поворота двулучепреломляющей пластины $\lambda/2$, установленной перед камерой компрессора. Как показали измерения,длительность компрессированного импульса не менялась при варьировании энергии.

Генерация РДВ осуществлялась в кварцевом капилляре с диаметром 150 мкм и длиной 60 см. Капилляр устанавливался в камеру длиной 90 см. В качестве активной среды использовался неон. Излучение РДВ УФ диапазона выводилось из камеры через окно из фтористого лития толщиной 1 мм.

Для измерения энергии УФ импульса РДВ использовались цветные стекла (типа БС7 и ЖС12), которые поглощали излучение РДВ. Энергия импульса РДВ вычислялась по измеренной разности энергий импульса до и после фильтра из цветного стекла с учетом его пропускания.

Измерение длительности импульса осуществлялось автокоррелятором ASF-15 (Авеста). Спектр импульса регистрировался спектрометром ASP-100 (Авеста).

На рисунке 2 показаны зависимости эффективности преобразования в УФ-импульс РДВ от энергии, введенной в капилляр, для импульса длительностью

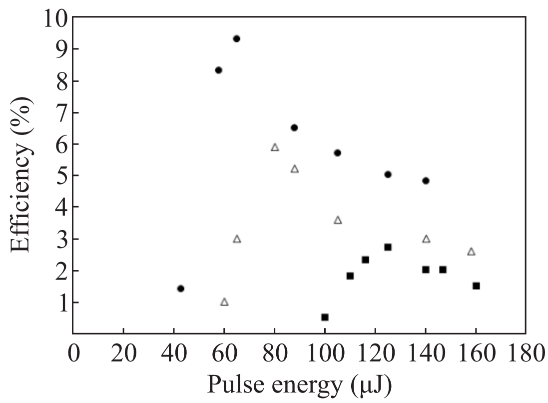

Рис. 2. Зависимости эффективности преобразования в импульс РДВ от энергии, введенной в капилляр, для лазерного импульса с длительностью 16 фс. Черные кружки – длина волны РДВ 320 нм, давление неона 7 атм: треугольники – 260 нм и 5 атм; черные квадраты – 210 нм, 3 атм

16 фс. Измеренная эффективность ввода составила 70 %. Зависимости сняты для давлений неона 3, 5 и 7 атм. Соответствующие длины волн РДВ составили 210, 260 и 320 нм. Как видно из графиков (рис. 2), процесс генерации РДВ носит пороговый характер. Измеренные значения пороговых энергий возрастали от 40 мкДж для РДВ с длиной волны 320 нм до 60 мкДж на 260 нм и 100 мкДж на 210 нм. Полученные значения пороговых энергий с достаточно хорошей точностью согласуются с (4) – обратно пропорциональной зависимостью от квадрата длины волны РДВ. Рассчитанные по формуле (4) пороговые значения энергии составили 20, 30 и 46 мкДж для длин волн РДВ 320, 260 и 210 нм соответственно. Расчеты проводились для значений $\kappa = 0.45$ (коэффициент ослабления $\alpha = 0.01\,\text{см}^{-1}$ для капилляра с диаметром 150 мкм), $n_2 = 8 \times 10^{-21}\,\text{см}^2/\text{Вт}$ и $B =$

15×10^{-16} см^2 [6]. Основная причина превышения измеренных значений пороговой энергии над рассчитанными, по нашему мнению, связана с формой компрессированного импульса. Известно [10], что при временной компрессии на основе уширения спектра при нелинейной фазовой самомодуляции форма импульса представляет собой центральный пик, расположенный на низкоинтенсивном пьедестале с длительностью, равной длительности исходного лазерного импульса [6]. При длительности лазерного импульса в сотни фемтосекунд в центральном пике с длительностью компрессированного импульса содержится около 70 % энергии всего импульса. Поэтому для сравнения с расчетными измеренные значения пороговой энергии следует понизить примерно в 1.5 раза, что приводит к хорошему согласию данных расчета и эксперимента. Похожая зависимость роста порога от длины волны РДВ также наблюдалась в [11].

Как следует из (4), пороговая энергия зависит от длительности импульса как τ^3. Для проверки этой зависимости были проведены эксперименты с наиболее коротким импульсом для данной лазерной системы, равным 13 фс. Зависимость эффективности преобразования в РДВ с длиной 260 нм при давлении неона 5 атм показана на рис. 3. Пороговая энергия

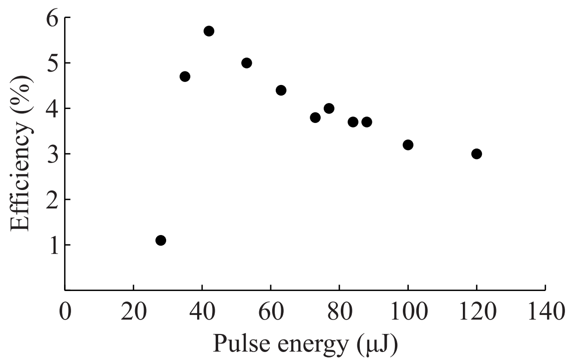

Рис. 3. Зависимость эффективности преобразования в импульс РДВ с длиной волны 260 нм (давление неона 5 атм) от энергии, введенной в капилляр, для импульса с длительностью 13 фс

по сравнению с режимом преобразования импульса с длительностью 16 фс (рис. 2) снизилась с 40 мкДж до ~ 25 мкДж. Снижение в 1.6 раза близко к расчетному значению $\left(\frac{16}{13}\right)^3 = 1.86$.

Зависимости эффективности преобразования от энергии лазерного импульса имеют максимум, достигающийся при превышении пороговой энергии примерно в полтора раза (рис. 2, 3). Падение эффективности преобразования при больших энергиях может быть связано с расщеплением импульса солитона на субимпульсы. Такой процесс, как показывают точные расчеты [12], наблюдается для солитонов с порядком выше 5. Расщепление начального солитона на импульсы с меньшей энергией снижает эффективность процесса нелинейной фазовой самомодуляции, которая отвечает за генерацию РДВ. Как следствие, энергия импульса РДВ и эффективность преобразования снижаются. На рисунке 4 показаны спектры

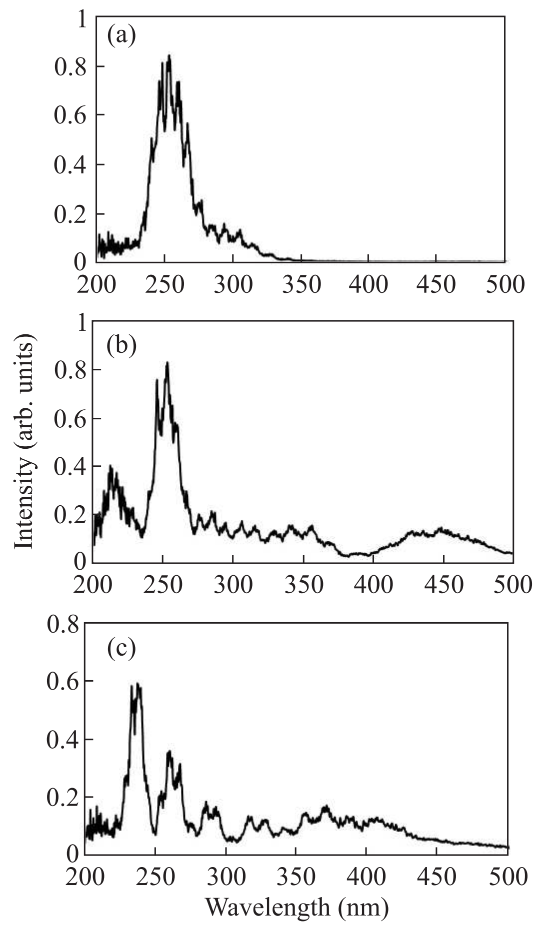

Рис. 4. Формы спектров импульса РДВ при давлении неона 5 атм от энергии, введенной в капилляр, для импульса с длительностью 13 фс. Энергия импульса 40 мкДж (a), 80 мкДж (b) и 120 мкДж (c)

импульсов РДВ, снятые при давлении неона 5 атм и лазерного импульса длительностью 13 фс с различными энергиями. На рисунке 4a энергия лазерного импульса, при которой достигалась максимальная эффективность преобразования (рис. 3), составляла 40 мкДж. Рассчитанный по формуле (5) для такой энергии, составляющей $1.6E_{\text{th}}$, порядок солитона составил ~ 3.2. Полученный при этом спектр с шириной по уровню половины интенсивности, равной 26 нм, соответствует генерации одиночного импульса с длительностью ~ 4 фс. Повышение энергии лазерного излучения до 80 мкДж приводило к росту порядка солитона до ~ 4.5. В спектре импульса (рис. 4b) возникает коротковолновая компонента. Как показывают точные расчеты [12], при расщеплении солитона вначале возникает субимпульс с длиной волны, большей длины волны исходного солитона. И соответственно, генерируется субимпульс РДВ с более короткой длиной волны [12]. Дальнейшее повышение энергии лазерного импульса до 120 мкДж и увеличение порядка солитона до 5.5 дает более сложную форму спектра (рис. 4c) и форму импульса РДВ. Как следует из проведенных расчетов и экспериментов, для моноимпульсного режима генерации РДВ при заданных параметрах лазерного излучения и длины РДВ желательно использовать капилляр с максимально возможным диаметром [11], поскольку порядок солитона, при прочих равных параметрах, обратно пропорционален диаметру капилляра (5). В реальных условиях диаметр капилляра ограничивается необходимостью существенного увеличения длины капилляра для достижения требуемого значения k, поскольку длина потерь $L_{\rm loss}$ растет как d^3.

Максимальная эффективность преобразования в излучение РДВ падает при уменьшении длины волны РДВ. Причина заключается в физическом механизме генерации – нелинейной фазовой модуляции. Повышение частоты излучения, реализуемое на заднем фронте импульса, пропорционально длине взаимодействия и интенсивности излучения [6]. Поэтому с большей эффективностью преобразование происходит при меньшем частотном сдвиге между волной РДВ и солитоном.

В заключение рассмотрим основные конкурирующие эффекты, снижающие эффективность генерации РДВ. К таким эффектам относятся фотоионизация газа в капилляре и самофокусировка лазерного импульса.

Фотоионизация газа при длительностях импульса (10–100) фс происходит в режиме туннельной ионизации. Эффективность этого процесса может быть снижена путем увеличения диаметра капилляра – снижением интенсивности излучения и выбором газа с высоким значение потенциала ионизации – гелия или неона.

Самофокусировка излучения приводит к дополнительным потерям при вводе излучения в капилляр, снижая таким образом эффективность генерации РДВ по отношению к энергии лазерного импульса. Самофокусировка не возникает в случае,когда мощность лазерного импульса ниже критической мощности самофокусировки $P_{\rm cr}$. Принимая мощность лазерного импульса $P_l = 1.5\frac{E_{\rm th}}{\tau}$, с энергией $1.5E_{\rm th}$ необходимой для получения максимальной эффективности преобразования, и сравнивая ее с критической мощностью самофокусировки: $P_l < P_{\rm cr} \approx \frac{0.1\lambda^2}{n_2 p}$, получим следующее условие на длительность импульса лазерного излучения:

$$\tau < \frac{0.2kd}{c}. \tag{6}$$

В условиях нашего эксперимента ($k = 0.45$ и $d = 150$ мкм) самофокусировка не возникнет для импульсов короче 45 фс, что было выполнено и подтверждено экспериментально. Не наблюдалось падения пропускания капилляра при увеличении энергии лазерного импульса, что происходит при начале процесса самофокусировки.

Финансирование работы. Данная работа финансировалась за счет средств бюджета Физического института имени П. Н. Лебедева Российской академии наук. Никаких дополнительных грантов на проведение или руководство данным конкретным исследованием получено не было.

Конфликт интересов. Авторы данный работы заявляют,что у них нет конфликта интересов.

1. C. Brahms and J. C. Travers, “Efficient and compact source of tunable ultrafast deep ultraviolet laser pulses at 50 kHz repetition rate”, Opt. Lett. **48**, 151 (2023).
2. K. F. Mak, J. C. Travers, P. Holzer, N. J. Joly, and P. J. Russel, “Tunable vacuum-UV to visible ultrafast pulse source based on gas-filled Kagome – PCF”, Opt. Express **21**, 10942 (2013).
3. C. Brahms, L. Zhang, X. Shen, U. Bhattachrya, M. Recasens, J. Osmond, T. Grass, R.W. Chhajlany, K. A. Hallman, R. F. Haglund, S. T. Pantelides, M. Lewenstein, J. C. Travers, and A. S. Johnson, “Decoupled few-femtosecond phase transitions in vanadium dioxide”, Nat. Commun. **16**, 3714 (2025).
4. A. Kirchner, A. Eber, L. Furst, E. Hruska, M. H. Frosz, F. Tani, and B. Bernhardt, “Ultra-broadband UV/VIS spectroscopy enabled by resonant dispersive wave emission of a frequency comb”, Opt. Express **33**, 7005 (2025).
5. A. Heinzerling, F. Tani, M. Agarval, V. S. Yakovlev, F. Krausz, and N. Karpowicz, “Field-resolved attosecond solitons”, Nat. Photonics **19**, 772 (2025).
6. Л. Л. Лосев, В. С. Пазюк, “Особенности генерации резонансной дисперсионной волны УФ диапазона в полом волноводе”, Письма в ЖЭТФ **122**, 461 (2025) [L. L. Losev and V. S. Pazyuk, “Features of the generation of a UV resonant dispersive wave in a hollow waveguide”, JETF Lett. **122**, 486 (2025)].

7. D. Xiong, Y. Wang, R. Bai, Z. Wang, A. S. K. Yong, K. Liang, and W. Chang, "High-efficiency ultraviolet generation in a resonant-free anti-resonant hollow-core fiber", Photonics Res. **13**, 2377 (2025).
8. J. C. Travers, "Optical solitons in hollow-core fibres", Opt. Commun. **555**, 130191 (2024).
9. C. Brahms, F. Belli, and J. C. Travers, "Infrared attosecond field transients and UV to IR few-femtosecond pulse generated by high-energy soliton self-compression", Phys. Rev. Res. **2**, 043037 (2020).
10. А. В. Конященко, П. В. Кострюков, Л. Л. Лосев, С. Ю. Теняков, "Капиллярный компрессор фемтосекундных лазерных импульсов с нелинейным вращением эллипса поляризации", Квантовая электроника **42**, 231 (2012) [A. V. Konyashchenko, P. V. Kostryukov, L. L. Losev, and S. Yu. enyakov, "Capillary compressor of femtosecond laser pulses with nonlinear rotation of polarization ellipse", Quantum Electron. **42**, 231 (2012)].
11. J. C. Travers, T. F. Grigorova, C. Brahms, and F. Belli, "High-energy pulse self-compression and ultraviolet generation through soliton dynamics in hollow capillary fibres", Nat. Photonics **13**, 547 (2019).
12. T. Chen, J. Pan, Z. Huang, Y. Yu, D. Liu, X. Chang, Z. Liu, W. He, X. Jiang, M. Pang, Y. Leng, and R. Li, "Octave-wide broadening of ultraviolet dispersive wave driven by soliton-splitting dynamics", Nat. Commun. **15**, 8671 (2024).