

Моделирование распространения пикосекундных импульсов в блоках формирования излучения на основе оптических волокон

Г.В.Купцов, В.В.Петров, А.В.Лаптев, В.А.Петров, Е.В.Пестряков

Проведено численное моделирование распространения пикосекундных импульсов в комбинированном стретчере, состоящем из отрезка телекоммуникационного волокна и дифракционных голографических решеток. Путем численного решения обобщенного нелинейного уравнения Шрёдингера промоделирован процесс генерации суперконтинуума в нелинейном фотонно-кристаллическом волокне при накачке пикосекундными импульсами, определены спектральные и временные параметры импульса. Экспериментальные данные и результаты моделирования находятся в хорошем согласии. Полученные результаты используются для создания мощной фемтосекундной лазерной системы с частотой следования импульсов 1 кГц.

Ключевые слова: фемтосекундный лазер, оптические волокна, фотонно-кристаллическое волокно, суперконтинуум, численное моделирование.

1. Введение

Интерес к получению мощных лазерных импульсов определяется многочисленными приложениями, среди которых можно отметить взаимодействие высокоинтенсивного излучения с веществом, ускорение заряженных частиц, перспективу управляемого термоядерного синтеза. Благодаря значительному прогрессу в создании мощных полупроводниковых лазеров накачки широкое распространение получили лазерные системы, применяющие метод усиления чирпированных импульсов с использованием сред, активированных ионами Yb^{3+} , с уровнем энергии несколько десятков джоулей [1].

В Институте лазерной физики СО РАН (Новосибирск) разрабатывается фемтосекундная лазерная система с частотой следования импульсов 1 кГц на основе сред, активированных Yb^{3+} , с диодной накачкой [2]. Выбор таких активных сред обусловлен возможностью использования диодной накачки с высокой эффективностью преобразования тока в свет и точным попаданием их длины волны в пик поглощения среды, что значительно снижает тепло-

вые и паразитные потери. Особенностью системы является применение гибридных – параметрического и лазерного – методов усиления чирпированных импульсов с оптической синхронизацией каналов. Блок-схема системы представлена на рис. 1.

Излучение задающего генератора после предварительного усиления разделяется и поступает в два канала – канал накачки и канал усиления. Первый канал состоит из двух многопроходных усилителей и нелинейно-оптического кристалла для генерации второй гармоники, ожидаемая энергия импульса на выходе составляет 150 мДж. Канал усиления состоит из блока спектрального уширения импульсов на основе фотонно-кристаллического волокна и параметрического усилителя на кристалле ВВО. Система спроектирована для получения на выходе импульсов с частотой следования 1 кГц, энергией 10 мДж и длительностью 10 фс (что соответствует мощности в 1 ТВт.)

Задающий лазер на $\text{Yb}:\text{Y}_2\text{O}_3$ -керамике с диодной накачкой работает при криогенных температурах (77 К), что позволяет повысить эффективность работы лазера по четырехуровневой схеме за счет снижения тепловых эффектов [3]. Однако при азотной температуре значительно уменьшается ширина контура усиления, что приводит к генерации импульсов с шириной спектра (FWHM) 1.7 нм и центральной длиной волны 1030 нм при длительности импульса (FWHM) 2.5 пс, частоте следования 80 МГц и средней мощности 100 мВт.

2. Комбинированный волоконно-решеточный стретчер

Согласно расчетам, излучение задающего генератора необходимо усилить в канале накачки параметрического усилителя до уровня энергии 300 мДж, чтобы достичь термодинамического уровня мощности на выходе системы. Расчеты показывают, что при длительности усиливаемого импульса свыше 1 нс пиковая интенсивность на протяжении всего оптического пути усилителя будет ниже порога пробоя оптических покрытий и элементов усилителя. В

Г.В.Купцов, Е.В.Пестряков. Институт лазерной физики СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 13/3; Новосибирский государственный университет, Россия, 630090 Новосибирск, ул. Пирогова, 2;
e-mail: kuptsov.gleb@gmail.com, pefvic@laser.nsc.ru

В.В.Петров. Институт лазерной физики СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 13/3; Новосибирский государственный университет, Россия, 630090 Новосибирск, ул. Пирогова, 2; Новосибирский государственный технический университет, Россия, 630092 Новосибирск, просп. К.Маркса, 20;
e-mail: vpetv@laser.nsc.ru

А.В.Лаптев. Институт лазерной физики СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 13/3

В.А.Петров. Институт лазерной физики СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 13/3; Новосибирский государственный технический университет, Россия, 630092, Новосибирск, просп. К.Маркса, 20

Поступила в редакцию 7 декабря 2015 г., после доработки – 7 июля 2016 г.

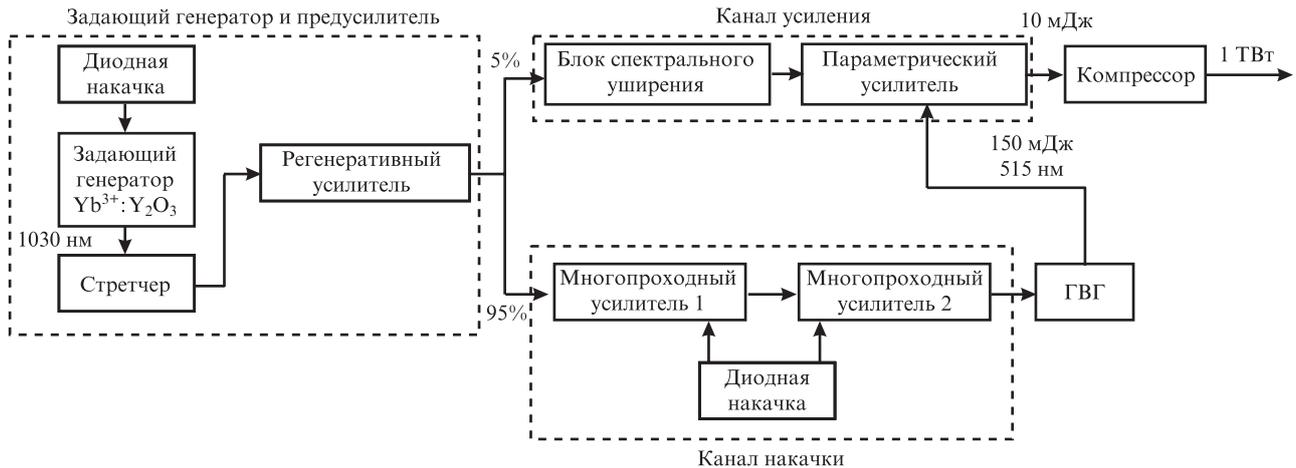


Рис.1. Схема высокоинтенсивной фемтосекундной лазерной системы с диодной накачкой; частота следования импульсов 1 кГц.

противном случае потребуется использование кристаллов с большой апертурой, что безусловно дорого.

Для растяжения импульсов во времени обычно применяются решеточные, волоконные и призмные стретчеры. Спектральная ширина растягиваемых импульсов определяет габариты решеточного стретчера (более 3 м в случае голографических решеток с 1700 штрих./мм), который обеспечивает требуемую длительность (1 нс). Волоконный стретчер имеет существенно меньшие габариты, но он будет либо создавать большой чирп высших порядков (из-за большой длины распространения импульса, ~7 км), либо будет дорогостоящим (в случае использования специализированного волокна). Кроме того, большая длина распространения неизбежно приведет к существенным потерям на поглощение и рассеяние в волоконном световоде, что нежелательно. Призмные стретчеры имеют меньшую дисперсию, чем решеточные, а значит, еще большие габариты.

Для того чтобы устранить перечисленные недостатки, нами предложен комбинированный стретчер, состоящий из волоконного и решеточного стретчеров, расположенных последовательно (рис.2). В такой конфигурации предполагается использовать короткий (50–150 м в случае стандартного телекоммуникационного волокна SMF-28) отрезок волокна, в котором совместное действие фазовой самомодуляции и дисперсии второго порядка приводит к уширению спектра с несущественным искажением его спектрального профиля. В малогабаритном решеточном стретчере (расстояние по нормали между решетками до 1 м) предварительно уширенный по спектру импульс растягивается до 1 нс.

При моделировании использовались параметры исходного импульса, соответствующие экспериментально из-

меренным: длительность импульса с гауссовым профилем (FWHM) 2.5 пс, пиковая мощность 8–250 Вт, гауссов спектральный профиль импульса с центральной длиной волны 1030 нм с FWHM 1.7 нм. Учитывались второй и третий порядки дисперсии волоконного световода, длина волоконного стретчера варьировалась от 20 до 200 м. Для решеточного стретчера были выбраны голографические решетки с 1700 штрих./мм, угол падения на первую решетку изменялся от 50 до 70°. Диапазон углов для данных решеток определялся условием дифракционной эффективности (свыше 50%) в первом порядке дифракции. Решеточный стретчер моделировался в конфигурации двойного прохода излучения через пару параллельных решеток [4].

На основании описанного ниже метода численного моделирования были определены оптимальные параметры комбинированного стретчера: средняя мощность, вводимая в волокно, 50 мВт, длина волокна 150 м, расстояние между решетками по нормали 0.75 м, угол падения на первую решетку 55°. При таких параметрах длительность импульса на выходе комбинированного стретчера составляет 1 нс, что удовлетворяет поставленной задаче, ширина спектра (FWHM) равна 3.1 нм. Временной профиль выходного импульса показан на рис.3. Для этого импульса длительность спектрально-ограниченного импульса составит 480 фс.

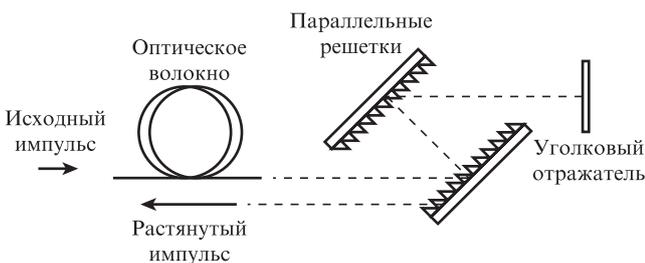


Рис.2. Схема гибридного стретчера.

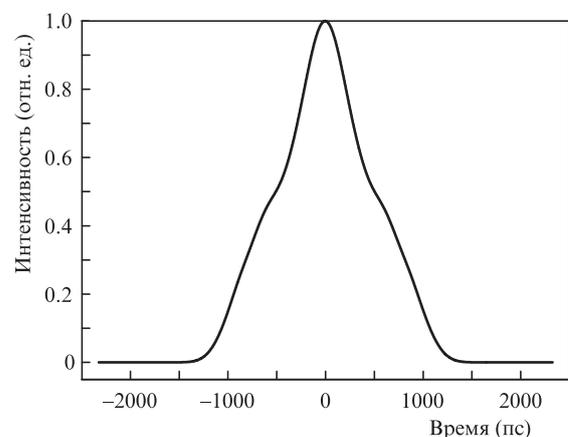


Рис.3. Временной профиль импульса на выходе гибридного стретчера.

3. Уширение спектра в высоконелинейном фотонно-кристаллическом волокне

Спектральная ширина импульсов, полученных после прохождения через волоконный или гибридный стретчер и усиления в регенеративном усилителе, не превышает 6 нм. Это позволяет поддерживать распространение импульсов длительностью от ~250 фс и выше. Для достижения мощности 1 ТВт на выходе системы (при той же энергии импульса) необходимо осуществить в канале параметрического усиления уширение спектра до ~150 нм или более, что соответствует длительностям менее 10 фс при центральной длине волны 1030 нм.

Для уширения спектра было выбрано высоконелинейное фотонно-кристаллическое волокно (ВНФКВ) SC-5.0-1040 (NKT Photonics). Показатель нелинейности данного волокна (по паспорту) $\gamma = 11 \text{ Вт}^{-1} \cdot \text{км}^{-1}$, длина волны нулевой дисперсии составляет $1040 \pm 10 \text{ нм}$. Выбор волокна был обусловлен его высоким показателем нелинейности, подходящей длиной волны нулевой дисперсии, достаточной лучевой стойкостью и доступностью. На вход ВНФКВ поступают импульсы из регенеративного усилителя, предварительно растянутые во времени при помощи стретчера (волоконного или решеточного).

В первом эксперименте использовался решеточный стретчер, растягивающий каждый импульс до 50 пс и не изменяющий их спектры, во втором эксперименте – волоконный стретчер (волокно SMF-28 длиной ~2.4 км), растягивающий импульсы до 400 пс и уширяющий их спектры до 6 нм (FWHM). Далее (в обоих экспериментах) излучение усиливалось в регенеративном усилителе и вводилось в отрезок волокна длиной 10 м с помощью прецизионного трехкоординатного столика с установленным на нем микрообъективом.

При превышении вводимой в волокно пороговой пиковой мощности (~5 кВт) наблюдалось сверхуширение спектра – генерация суперконтинуума [5]. С увеличением вводимой мощности крылья спектра излучения существенно поднимались. При достижении пиковой мощности ~40 кВт наступал оптический пробой входного торца ВНФКВ. На рис.4 представлены спектры, полученные для двух разных типов стретчеров при одинаковой (~30 кВт) вводимой пиковой мощности. Видно, что использование волоконного стретчера обеспечивает форму спектра, более близкую к гауссову профилю, что жела-

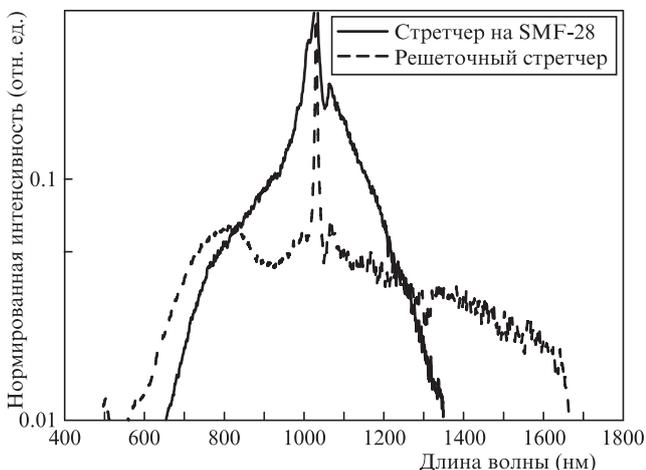


Рис.4. Результаты, полученные для двух использованных типов стретчеров.

тельно для дальнейшего усиления. Это объясняется тем, что вследствие уширения спектра по сравнению с начальным в несколько раз (6 нм против 1.7 нм) увеличивается количество частот, участвующих на ранних этапах в процессах преобразования.

Исходя из данных, представленных, например, в [6, 7], можно заключить, что в нашем случае реальная длина волны нулевой дисперсии волокна SC-5.0-1040 чуть меньше 1030 нм, поэтому основным механизмом уширения спектра в ВНФКВ является фазово-согласованное четырехволновое смешение, зависящее от мощности.

Моделирование процесса генерации суперконтинуума осуществлялось путем численного решения нелинейного уравнения Шрёдингера (НУШ) методом взаимодействия изображений с интегрированием методом Рунге–Кутты 4-го порядка с учетом внутренних шумов волокна и 12 первых членов разложения дисперсионной кривой. Линейные потери не учитывались, ими можно было пренебречь, поскольку длина используемого волокна составляла 10 м и потери не оказывали существенного влияния на развитие процессов.

При расчете генерации суперконтинуума использовались экспериментально полученные параметры импульса на выходе из регенеративного усилителя: пиковая мощность 30 кВт, центральная длина волны 1029 нм, ширина пакета (FWHM) 6 нм, длительность импульса (FWHM) 400 пс. Длительность и ширина спектра импульсов соответствуют конфигурации с волоконным стретчером.

Спектр одиночного импульса на выходе из ВНФКВ, согласно результатам моделирования, зашумлен. Это объясняется тем, что параметрические процессы начинаются с затравки, которой, в данном случае, являются внутренние шумы волокна. Спектрометр в эксперименте измеряет усредненный спектр по 40 импульсам, а при моделировании импульсов с одними и теми же параметрами, но с разными по фазе шумами, усредняя их по итерациям, можно получить гладкий спектр. Расчетный и экспериментальный спектры показаны на рис.5. Расхождение между экспериментальным и расчетным спектрами можно объяснить следующими обстоятельствами: дисперсионная кривая волокна, представленная производителем, может иметь для конкретного волокна качественно разный вид; точность вычисления дисперсионных коэффициентов высших порядков по кривой, заданной производителем в виде графика, недостаточна; калибровка спект-

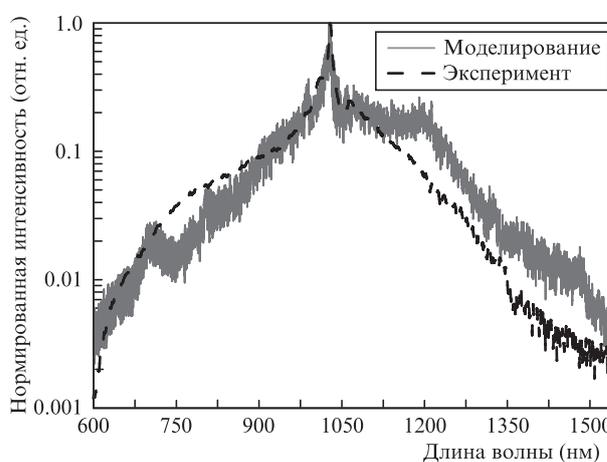


Рис.5. Спектр на выходе из волокна после усреднения по 40 отдельным импульсам и результаты моделирования.

рометра для широкого диапазона измерения неидеальна. Тем не менее, несмотря на определенное расхождение, обе кривые имеют примерно одинаковый вид, что позволяет говорить о корректности проведенного моделирования и выводов, сделанных на его основе.

4. Численное моделирование распространения светового импульса в оптическом волокне

Полное описание распространения светового импульса в оптическом волокне требует численного решения НУШ:

$$\frac{\partial A(z, t)}{\partial z} + \frac{\alpha}{2} A(z, t) + \sum_{n \geq 2} i^{n-1} \beta_n \frac{\partial^n A(z, t)}{\partial T^n} = i\gamma \left(1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} \right) \left[A(z, T) \int_{-\infty}^{\infty} R(t') |A(z, T-t')|^2 dt' \right], \quad (1)$$

где $A(z, T)$ – комплексная амплитуда поля ($\text{Вт}^{1/2}$); z – пространственная координата (м); T – время в бегущих координатах (с); α – потери в волокне (дБ/км); β_n – дисперсия групповых скоростей в среде ($\text{с}^n/\text{км}$); γ – показатель нелинейности волокна ($\text{Вт}^{-1} \cdot \text{км}^{-1}$); ω_0 – центральная частота пакета (рад/с); функция $R(t')$ включает в себя мгновенный (электронный) и запаздывающий (молекулярный) отклики среды, ответственные за ВКР.

Уравнение (1) является нелинейным уравнением в частных производных, которое не имеет точного аналитического решения для произвольного случая, поэтому его решают численно. Стоит отметить, что для импульсов с широким спектральным профилем решение уравнения в частотном представлении является предпочтительным [8]:

$$\frac{\partial \tilde{A}(z, \omega)}{\partial z} + \frac{\alpha}{2} \tilde{A}(z, \omega) - i \sum_{n \geq 2} \frac{\beta_n (\omega - \omega_0)^n}{n!} \tilde{A}(z, \omega) = i\gamma \left(1 + \frac{\omega}{\omega_0} \right) F \{ A(z, T) F^{-1} [\tilde{R}(\omega) F(|A(z, T)|^2)] \}, \quad (2)$$

где F – оператор преобразования Фурье; F^{-1} – оператор обратного преобразования Фурье; тильдой обозначены фурье-образы соответствующих функций.

Такая запись уравнения получится, если применить преобразование Фурье к обеим частям уравнения [9]. Уравнение в этой форме можно решать, например, с применением хорошо известного метода разделенных шагов Фурье. Для повышения быстродействия алгоритма путём представления комплексной амплитуды поля в форме

$$\tilde{C}(z, \omega) = A(z, \omega) \exp \left[z \sum_{n \geq 2} \frac{\beta_n (\omega - \omega_0)^n}{n!} \right] \quad (3)$$

и для подстановки его в (2) получим конечное выражение в следующем виде:

$$\frac{\partial \tilde{C}(z, \omega)}{\partial z} = i\gamma \left(1 + \frac{\omega}{\omega_0} \right) \exp \left\{ -\Delta z \left[\frac{\alpha}{2} - i \sum_{n \geq 2} \frac{\beta_n (\omega - \omega_0)^n}{n!} \right] \right\} \times F \{ A(z, T) F^{-1} [\tilde{R}(\omega) F(|A(z, T)|^2)] \}. \quad (4)$$

Уравнение (3) интегрируется в один шаг, что увеличивает быстродействие. Для интегрирования подходит, напри-

мер, распространенный и хорошо изученный алгоритм Рунге–Кутты 4-го порядка [8]. Помимо увеличения быстродействия, использование такого алгоритма позволяет определять ошибку и автоматически изменять шаг, что повышает точность метода. Алгоритм решения обобщенного НУШ в форме (4) с использованием алгоритма Рунге–Кутты 4-го порядка называют методом взаимодействия изображений (RK4IP)[10].

В моделировании параметрических процессов большую роль играют шумы. Это связано, в первую очередь, с тем, что при сверхуширении спектра происходит параметрическое усиление одиночных фотонов, которые всегда присутствуют в среде. В настоящей работе шумы были учтены следующим образом: в исходный импульс добавлялся шум, соответствующий одному фотону в моде, с произвольной, равномерно распределенной фазой:

$$\tilde{C}_\mu(z, \omega) = \tilde{C}(z, \omega) + \sqrt{\frac{\hbar \omega}{f_{\text{геп}}}} \exp[i\sigma(\omega - \omega_0)], \quad (5)$$

где σ – случайная, равномерно распределенная величина в интервале $0 < \sigma < 2\pi$. Частота следования $f_{\text{геп}}$ в данном случае равна интервалу сетки частот преобразования Фурье.

Тогда, с учетом шумов, уравнение (4) переписывается в следующем виде:

$$\frac{\partial \tilde{C}_\mu(z, \omega)}{\partial z} = i\gamma \left(1 + \frac{\omega}{\omega_0} \right) \exp \left\{ -\Delta z \left[\frac{\alpha}{2} - i \sum_{n \geq 2} \frac{\beta_n (\omega - \omega_0)^n}{n!} \right] \right\} \times F \{ A_\mu(z, T) F^{-1} [\tilde{R}(\omega) F(|A_\mu(z, T)|^2)] \}, \quad (6)$$

где согласно (3)

$$A_\mu(z, \omega) = \tilde{C}_\mu(z, \omega) \exp \left[-z \sum_{n \geq 2} \frac{\beta_n (\omega - \omega_0)^n}{n!} \right]. \quad (7)$$

Для проверки реализации алгоритма RK4IP была проведена серия экспериментов, результаты которых сопоставили с данными моделирования. Экспериментальные данные были получены для импульсов на выходе системы задающий генератор – волоконный стретчер.

Волоконный стретчер моделировался и экспериментально проверялся для телекоммуникационного волокна SMF-28, при моделировании использовались паспортные данные световода, длина волокна составляла 2.4 км. При расчете были использованы параметры исходного импульса, соответствующие экспериментально измеренным: длительность импульса с гауссовым профилем (FWHM) 2.5 пс, пиковая мощность 8–250 Вт, гауссов спектральный профиль импульса с центральной длиной волны 1030 нм, с FWHM – 1.7 нм. При моделировании учитывались второй и третий порядки дисперсии волоконного световода. Результаты моделирования и экспериментальные данные показаны на рис.6 и 7.

Набор вводимых в волокно мощностей определялся дискретным шагом дифракционного ослабителя мощности, не изменяющего временные и спектральные характеристики импульса. Видно, что как расчетные, так и экспериментальные кривые хорошо согласуются, что позволяет сделать вывод о правильности реализации алгоритма RK4IP и о возможности численно оценивать выходные параметры излучения в зависимости от известных вход-

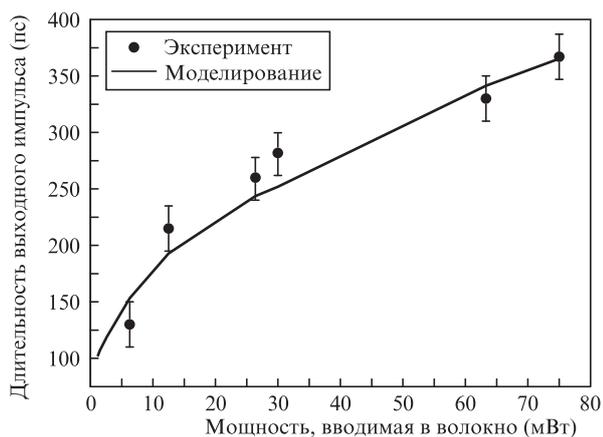


Рис.6. Зависимость длительности импульса на выходе из волокна от вводимой средней мощности.

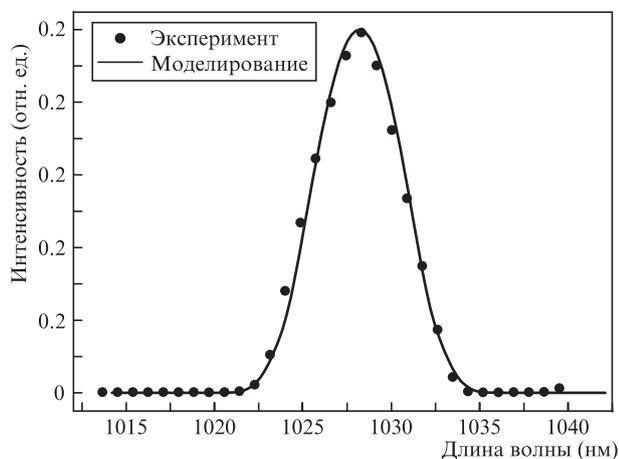


Рис.7. Экспериментальный и смоделированный спектральные профили на выходе волокна SMF-28 при пиковой мощности 250 Вт.

ных параметров и материальных параметров волоконно-го световода.

5. Заключение

На основе реализованного и экспериментально верифицированного алгоритма RK4IP осуществлено численное решение НУШ методом взаимодействия изобра-

жений с интегрированием методом Рунге–Кутты 4-го порядка, а затем проведено моделирование гибридного волоконно-решеточного стретчера и процесса генерации суперконтинуума в ВНФКВ.

По результатам моделирования определены оптимальные параметры комбинированного стретчера. Показано, что в волоконной части комбинированного стретчера благодаря одновременному действию фазовой само-модуляции и дисперсии второго порядка наблюдается уширение спектра с сохранением профиля, близкого к гауссову. Решеточная часть комбинированного стретчера, в свою очередь, вносит дисперсионные эффекты, которые с учётом уширения исходного спектра позволяют достичь требуемой длительности выходного импульса.

Разработан и создан блок уширения спектра, основанный на ВНФКВ SC-5.0-1040. Экспериментально получен суперконтинуум и численно промоделирован процесс его генерации в высоконелинейном фотонно-кристаллическом волокне. Полученные данные находятся в согласии с экспериментальными. По результатам моделирования показано, что длительность спектрально-ограниченного импульса, рассчитанного по спектру импульсов на выходе волокна, не превышает 5 фс. Полученное излучение может быть использовано для дальнейшего усиления в канале параметрического усиления тераваттной фемтосекундной лазерной системы.

Авторы выражают благодарность А.В.Кирпичникову за помощь в работе. Исследования выполнены при поддержке программ Президиума РАН «Экстремальное лазерное излучение: физика и фундаментальные приложения» и СО РАН (01201374306).

1. Sielbold M., Hein J., Hornung M., Podleska S., Kaluza M.C., Bock S., Sauerbrey R. *Appl. Phys. B*, **90**, 431 (2008).
2. Petrov V.V., Pestryakov E.V., Petrov V.A., Kuptsov G.V., Laptev A.V. *Laser Phys.*, **24** (7), 074014 (2014).
3. Петров В.В., Пестряков Е.В., Лаптев А.В., Петров В.А., Купцов Г.В., Трунов В.И., Фролов С.А. *Квантовая электроника*, **44** (5), 452 (2014).
4. Treay E.B. *IEEE J. Quantum Electron.*, **5** (9), 454 (1969).
5. Kuptsov G.V., Petrov V.A., Laptev A.V., Petrov V.V., Pestryakov E.V. *Proc. 16th Intern. Conf. Laser Optics* (IEEE, 2014, p. 305).
6. Dudley J., Genty G., Coen S. *Rev. Mod. Phys.*, **78**, 1135 (2006).
7. Wadsworth W., Joly N., Knight J., et al. *Opt. Express*, **12**, 299 (2004).
8. Francois P.L. *J. Opt. Soc. Am. B*, **8**, 276 (1991).
9. Sinkin O.V., Holzloehner R., Zweck J., Menyuk C.R. *J. Lightwave Technol.*, **21**, 61 (2003).
10. Hult J. *J. Lightwave Technol.*, **25**, 3770 (2007).