

PACS 42.55.Wd; 42.60.By; 42.65.Re; 42.60.Jf

Разработка гибридной волоконной Er/Yb-лазерной системы для генерации предельно коротких импульсов в диапазоне длин волн 1.6–2.0 мкм, оптически синхронизованных с мощными импульсами вблизи 1 мкм

А.В.Андреанов, Е.А.Анашкина, С.В.Муравьев, А.В.Ким

Представлена концепция построения волоконной лазерной системы для генерации оптически синхронизованных фемтосекундных импульсов на двух сильно различающихся длинах волн. Экспериментально и с помощью численного моделирования исследованы процессы нелинейного преобразования фемтосекундных импульсов с длиной волны 1.5 мкм в световоде со смещенной дисперсией, приводящие к генерации синхронизованных импульсов в спектральных диапазонах 1.6–2 мкм и 1–1.1 мкм. Разработан трехкаскадный мощный волоконный усилитель фемтосекундных импульсов на длине волны 1 мкм. Построена гибридная Er/Yb-волоконная установка, на которой получены предельно короткие импульсы длительностью 12 фс с центральной длиной волны 1.7 мкм, синхронизованные с мощными импульсами микроджоульного уровня энергии с длительностью 250 фс на длине волны 1.03 мкм.

Ключевые слова: предельно короткие оптические импульсы, оптическая синхронизация фемтосекундных импульсов, нелинейная волоконная оптика, фемтосекундные волоконные лазеры и усилители.

1. Введение

Одной из актуальных задач современной лазерной физики является разработка источников лазерного излучения с высокой энергией и пиковой интенсивностью, а также высокой средней мощностью и ультракороткой (фемтосекундной и субпикосекундной) длительностью импульса. Такие источники востребованы в первую очередь для научных целей; кроме того, в последнее время все больший интерес приобретает их применение для прецизионной обработки материалов (в том числе микро- и наноструктурированных), а также для биомедицинских приложений. В этом отношении именно волоконные лазерные источники, максимально использующие хорошо отработанную в телекоммуникациях волоконно-оптическую компонентную базу, являются весьма перспективными. Более того, с точки зрения средней мощности волоконные системы могут иметь преимущества перед твердотельными за счет оптимальных условий усиления в активных световодах, позволяющих эффективно осуществлять накачку мощными лазерными диодами и эффективно отводить выделяющееся тепло.

Волоконные системы представляют большой интерес и с точки зрения генерации оптически синхронизованных когерентных фемтосекундных импульсов с сильно различающимися длинами волн. Такие импульсы востребованы, прежде всего, для параметрических усилителей УКИ, где излучения волн накачки и сигнала должны быть строго синхронизованными во времени. Во множестве постро-

енных к настоящему времени мощных фемтосекундных параметрических системах используется электронная система синхронизации [1–5], которая требует тщательной настройки и может являться потенциальным источником нестабильности. В последнее время к оптическим системам синхронизации проявляется значительный интерес [6], в частности в работах [7, 8] излучения накачки и сигнала получали с помощью различных спектральных компонент суперконтинуума, генерируемого в объемном элементе, а также в фотонно-кристаллических световодах.

В настоящей работе реализуется идея генерации эрбиевым лазером фемтосекундного излучения в диапазоне 1.5 мкм с последующим нелинейно-оптическим преобразованием в кварцевом световоде со смещенной дисперсией групповых скоростей для получения синхронизованных импульсов в диапазонах 1.6–2 мкм и 1.0–1.1 мкм [9] и дальнейшим увеличением энергии коротковолнового импульса в многокаскадном полностью волоконном итербиевом усилителе. Такая система, с одной стороны, позволяет получать мощные импульсы на длине волны около 1 мкм, а с другой – оптически синхронизованные импульсы с сильно различающимися длинами волн, причем импульс в диапазоне 1.6–2 мкм может иметь предельно малую длительность [10].

Следует отметить, что получение УКИ на длине волны около 1 мкм полностью волоконными лазерами представляет собой сложную задачу. Традиционный метод генерации УКИ с помощью режима синхронизации мод применительно к таким лазерам затруднен из-за отсутствия волокон с аномальной дисперсией в области 1 мкм. Известный способ генерации импульсов в волоконном лазере основан на применении насыщающегося полупроводникового поглотителя (SESAM), который должен быть специальным образом сопряжен с волоконным резонатором [11]. Необходимость выполнения сопряжения с волоконной схемой данного элемента, а также ограниченное время его эксплуатации являются недостатками

А.В.Андреанов, Е.А.Анашкина, С.В.Муравьев, А.В.Ким. Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46;
e-mail: alex.v.andrianov@gmail.com, elena.anashkina@gmail.com, mur@ufp.appl.sci-nnov.ru, kim@ufp.appl.sci-nnov.ru

Поступила в редакцию 24 декабря 2012 г.

такого решения. Другой способ генерации импульсов в волоконном лазере реализуется в схеме, основанной на режиме синхронизации мод в лазере с полной нормальной дисперсией [12]. Однако и здесь реализованная схема не является полностью волоконной, т. к. содержит элементы вывода и ввода излучения из волокна в свободное пространство, а также объемные оптические элементы внутри резонатора. Это снижает стабильность схемы по отношению к внешним воздействиям.

Известна схема, основанная на преобразовании импульсного излучения из области 1.5 мкм, генерируемого в эрбиевом лазере, в область около 1 мкм [13]. В этой схеме коротковолновое излучение получается в результате рамановского преобразования длины волны исходных импульсов (1.5 мкм) в нелинейном световоде в область длин волн около 2 мкм и последующего удвоения частоты с помощью генерации второй гармоники в периодически поляризованном кристалле ниобата лития. Необходимость использования такого кристалла – объемного оптического элемента – является недостатком данной схемы, поскольку она не может быть выполнена в полностью волоконном формате.

Перевод части энергии излучения из области 1.5 мкм в область 1 мкм с помощью волоконно-оптического преобразователя в процессе генерации оптического суперконтинуума реализован в [14]. В этой работе синхронизация мод задающего эрбиевого волоконного генератора (1.5 мкм) осуществляется с помощью углеродных нанотрубок, а затем происходит преобразование длины волны сигнала в высоконелинейном волокне в область 1 мкм с последующим чирпированием, усилением в иттербиевом волокне и сжатием на решеточном компрессоре. Недостатком схемы является использование процесса генерации суперконтинуума, дающего малый коэффициент преобразования излучения из области 1.5 мкм в область 1 мкм.

2. Концепция и схема построения синхронизованного двухчастотного источника

Концепция построения лазерной системы базируется на использовании схемы, состоящей из полностью волоконного задающего фемтосекундного источника и предварительного усилителя на длине волны 1.57 мкм, волоконного нелинейно-оптического преобразователя длины волны в область 1 мкм и трехкаскадного волоконно-оптического усилителя с диодной накачкой. Схема лазерной системы приведена на рис.1. Задающим генератором ($\lambda = 1.57$ мкм) является фемтосекундный эрбиевый полностью волоконный лазер с кольцевым резонатором и диодной накачкой. Пассивная синхронизация мод в лазере осуществляется при использовании нелинейного вращения эллипса поляризации фемтосекундного импульса на осно-

ве оптического эффекта Керра. Задающий лазер генерирует импульсы длительностью 230 фс с частотой 49 МГц, которые усиливаются эрбиевым волоконным усилителем и сжимаются до длительности ~ 70 фс в нелинейно-оптическом волоконном компрессоре.

Отличительной особенностью лазерной системы является использование нелинейно-оптического волоконного преобразователя длины волны фемтосекундных импульсов из области 1.5 мкм в область 1 мкм. Такое преобразование позволяет получить фемтосекундные импульсы на длине волны в диапазоне 1–1.1 мкм, которые далее усиливаются с высокой эффективностью с помощью активных волокон, допированных иттербием. В качестве нелинейно-оптического преобразователя используется короткий отрезок (менее 10 см) волокна со смещенной длиной волны нулевой дисперсии (DSF), которая лежит около 1.4 мкм. На длине волны входного импульса квадратичная дисперсия этого световода $\beta_2 = -8$ пс²/км. Преобразование части энергии исходного импульса в излучение на длине волны около 1 мкм происходит за счет уширения спектра при солитонном сжатии импульса в области малой аномальной дисперсии и генерации линейных волн в области нормальной дисперсии в условиях синхронизма с солитоном.

Дальнейшее усиление импульсов ($\lambda \approx 1$ мкм) происходит в трехкаскадном полностью волоконном усилителе. Для получения высокой энергии выходного импульса и минимизации нелинейных эффектов в активных волокнах осуществляется усиление растянутых чирпированных импульсов, а также уменьшение частоты следования импульсов для снижения требуемой средней мощности накачки. Поэтому после нелинейного преобразователя импульс на длине волны 1 мкм растягивается в волоконном стретчере до длительности ~ 100 пс. Далее чирпированный импульс усиливается в первом каскаде иттербиевого волоконного усилителя для компенсации потери энергии при нелинейном преобразовании.

Следующим элементом схемы является акустооптический модулятор (АОМ) для снижения частоты повторения импульсов. Схема управления АОМ устроена таким образом, что он пропускает каждый N -й импульс (число N задается электронным образом от 1 до 64). Прореженная последовательность импульсов усиливается во втором каскаде иттербиевого волоконного усилителя. Дальнейшее увеличение энергии и средней мощности происходит в окончательном каскаде усилителя, выполненном на специальном активном волокне с большим размером сердцевины (25 мкм) и двойной оболочкой. Накачка данного активного световода осуществляется многомодовыми лазерными диодами мощностью 6 Вт. Это позволяет достичь на выходе мощности импульса 1.2 Вт при частоте следования 1 МГц и существенных нелинейных искажениях спектра и 0.9 Вт – при менее выраженных нелинейных искажениях. Затем импульс

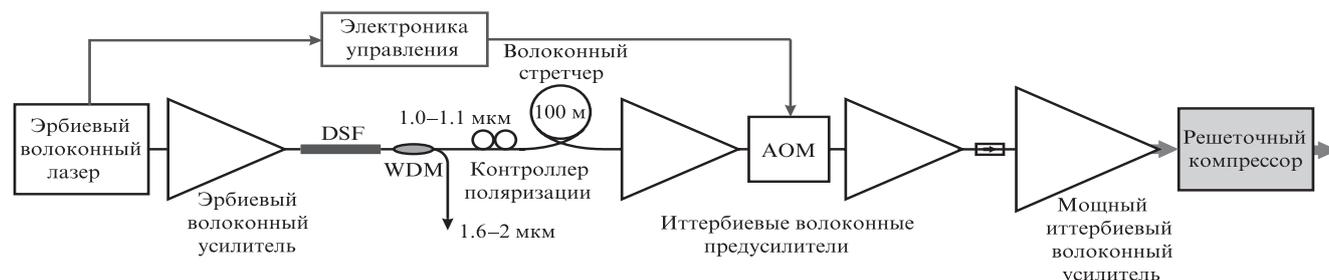


Рис.1. Схема волоконной лазерной системы.

сжимается в компрессоре, построенном на одной отражательной дифракционной решетке, до длительности 250 фс.

3. Экспериментальное исследование и численное моделирование генерации двухчастотного сигнала в DSF

В основу метода получения предельно коротких импульсов в диапазоне 1.6–2 мкм с оптически синхронизованными импульсами в диапазоне 1–1.1 мкм положена концепция излучения дисперсионных волн в процессе многосолитонного сжатия исходного импульса при его распространении в DSF. Следует отметить, что в иностранной литературе помимо термина «дисперсионная волна» также широко используется термин «черенковское излучение» (Cherenkov radiation), отражающий факт синхронизма излучаемого высокочастотного импульса с излучающим его солитоном [15, 16]. Ранее нами уже демонстрировалась возможность получения предельно коротких импульсов с помощью механизма многосолитонного сжатия [10], а также генерация дисперсионных волн [9]. В настоящей работе основное внимание мы уделили исследованию возможности одновременной генерации синхронизованных предельно короткого импульса и цуга дисперсионных волн в высокочастотной области спектра.

В эксперименте импульсы с выхода эрбиевого усилителя (длительность ~ 70 фс, энергия 2 нДж) распространялись в отрезке DSF. Длина световода подбиралась экспериментально путем последовательного его укорочения; кроме того, в небольших пределах ($\pm 10\%$) подстраивалась мощность диодной накачки усилителя и соответственно энергия входящего в DSF импульса. Широкополосный спектр сигнала на выходе DSF исследовался с помощью сканирующего спектрометра-монокроматора, форма импульса измерялась по методике оптического стробирования со спектральным разрешением (FROG) [17].

Для выбора оптимальных параметров было выполнено численное моделирование с использованием реальных параметров входного импульса и отрезка DSF. Теоретический анализ спектрально-временной эволюции фемтосекундных импульсов осуществлялся в рамках однонаправленного волнового уравнения [10, 18] на основе псевдоспектрального фурье-метода расщепления по физическим факторам (SSFM) [19]. Модель позволяет учитывать совместное действие дисперсии с произвольным частотным профилем и кервовой нелинейности, обусловленной как практически мгновенным электронным откликом, так и задержанным молекулярным откликом среды. На рис.2 представлен результат численного моделирования эволюции спектра и временного распределения интенсивности при распространении импульса в DSF. Постоянная распространения в световоде в системе отсчета, где начальный импульс покоится, и коэффициент квадратичной дисперсии световода также показаны на рис.2.

Как видно из результатов численного моделирования, на первом этапе распространения в нелинейном волокне импульс испытывает сжатие и соответствующее уширение спектра, которое можно отнести к эффекту многосолитонной компрессии на начальной стадии генерации континуума при аномальной дисперсии. До начала процесса распада многосолитонного импульса [18] спектр уширяется настолько, что существенная часть его высокочастотного крыла попадает в область нормальной дисперсии и может

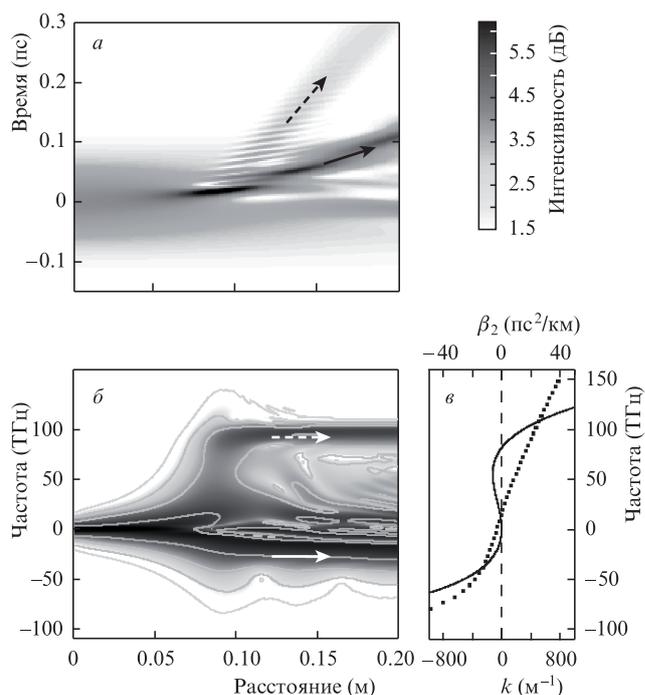


Рис.2. Численное моделирование распространения импульса в DSF: эволюция распределения интенсивности (а), эволюция спектра (б), а также постоянная распространения k (сплошная кривая) и коэффициент квадратичной дисперсии β_2 (пунктир) в световоде DSF (в). Сплошными и штриховыми стрелками показаны положения солитона и коротковолнового импульса дисперсионных волн соответственно.

быть источником излучения линейных дисперсионных волн. Процесс излучения солитонным импульсом линейных дисперсионных волн в область нормальной дисперсии в волоконных световодах изучался теоретически и экспериментально в работах [15, 16] применительно к фундаментальным солитонам, а также к солитонам высшего порядка в кварцевых и фотонно-кристаллических волокнах [20, 21] и к импульсам предельно малой длительности [22]. Динамика высокочастотного крыла спектра, простирающегося в область нормальной дисперсии, в основном определяется динамикой солитонного импульса, который образуется в области аномальной дисперсии, так что изменение фазы всех высокочастотных спектральных компонент происходит согласованным образом и их волновое число определяется волновым числом солитона [23]. При выполнении условия синхронизма [15, 16, 21] дисперсионные волны излучаются наиболее эффективно, благодаря чему в коротковолновой области формируется гладкий спектральный пик. Эффективная перекачка излучения в коротковолновую область продолжается лишь в пределах небольшого участка трассы распространения – там, где солитон наиболее сжат и ширина спектра максимальна. Далее вследствие различия групповых скоростей коротковолновый и солитонный импульсы расходятся, что хорошо видно на временной картине эволюции интенсивности (рис.2).

Важными особенностями рассмотренного процесса являются два обстоятельства: во-первых, излучение дисперсионных волн и максимальное сжатие импульса происходят синхронно, и, во-вторых, излучение дисперсионных волн когерентно с основным солитонным импульсом. Таким образом, фемтосекундные оптически синхронизованные импульсы на двух сильно различающихся

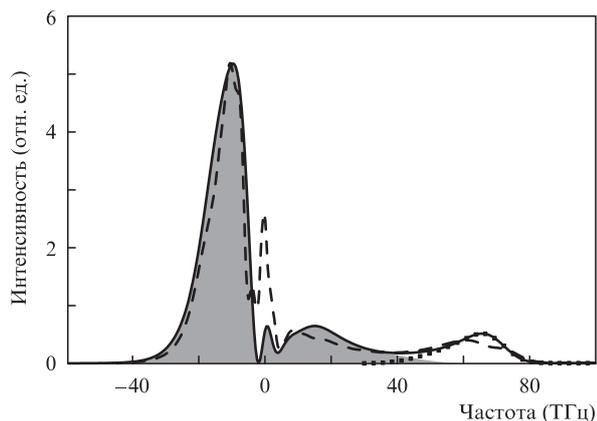


Рис.3. Спектр сигнала на выходе DSF, измеренный экспериментально (штриховая кривая) и полученный в численном моделировании (сплошная кривая), а также отфильтрованные в численном моделировании низкочастотная (кривая, ограничивающая закрашенную область) и высокочастотная (пунктир) части импульса. Нулевая частота соответствует длине волны 1.5 мкм.

длинах волн могут быть получены в полностью волоконной схеме на основе отрезка DSF.

Надо отметить, что хотя максимальное сжатие солитона реализуется при определенной длине световода, зависящей от параметров входного импульса, малая длительность поддерживается в достаточно широкой области длин. В частности на рис.2 минимальная длительность импульса 11 фс достигается при $z = 9$ см, тогда как длительность менее 15 фс имеет место на трассах от 7 до 15 см. Оптимальным для нас является выбор такой длины световода, при которой импульс проходит точку наибольшего сжатия, но не успевает слишком расшириться, а взаимодействие с коротковолновым излучением уже практически закончилось.

В эксперименте длина световода и энергия входного импульса подбирались такими, чтобы измеренная форма спектра наиболее соответствовала оптимальной форме, полученной в численном моделировании. Кроме того, проводились измерения формы импульса методом FROG. На рис.3 показан промоделированный спектр сигнала на выходе DSF, а на рис.4 – распределение интенсивности во

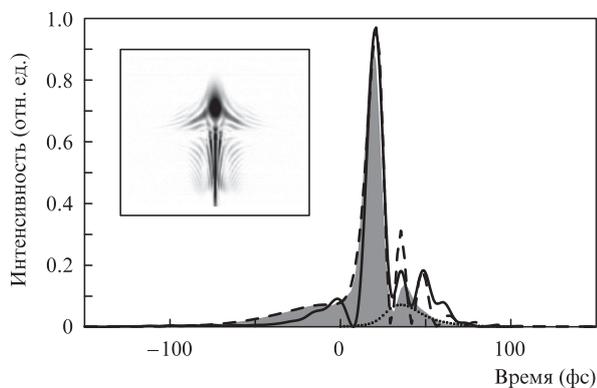


Рис.4. Профиль интенсивности сигнала на выходе DSF: результат численного моделирования (сплошная кривая), результат работы алгоритма восстановления FROG (штриховая кривая), отфильтрованная в численном моделировании низкочастотная часть импульса (кривая, ограничивающая закрашенную область) и отфильтрованная высокочастотная часть импульса (пунктир). На вставке – измеренная FROG-спектрограмма.

временной области, восстановленное по экспериментальной FROG-спектрограмме (см. вставку на рис.4) и промоделированное с помощью численного кода. Длительность импульса на половине максимума интенсивности оценивается в 12 фс, что равно двум периодам колебаний электрического поля. На заднем фронте импульса отчетливо видны осцилляции, объясняемые интерференцией сжатого солитона высокого порядка и дисперсионных волн. На рис.3 пунктиром показан спектр отфильтрованного высокочастотного сигнала, а кривой, ограничивающей закрашенную область, – спектр оставшегося предельно короткого импульса. На рис.4 представлено положение соответствующих отфильтрованных импульсов во временной области. Особенностью временного распределения длинноволнового импульса на рис.4 является наличие узкого интенсивного пика на фоне широкого пьедестала, что характерно для многосолитонной компрессии. Длительность отфильтрованного коротковолнового импульса составила 45 фс. Следует отметить очень хорошее совпадение расчета с экспериментальными измерениями. Проведенное численное и экспериментальное исследование демонстрирует возможность оптической синхронизации двух импульсов на сильно различающихся центральных длинах волн в DSF.

Длина волны как высокочастотного, так и низкочастотного импульса может быть перестроена в небольших

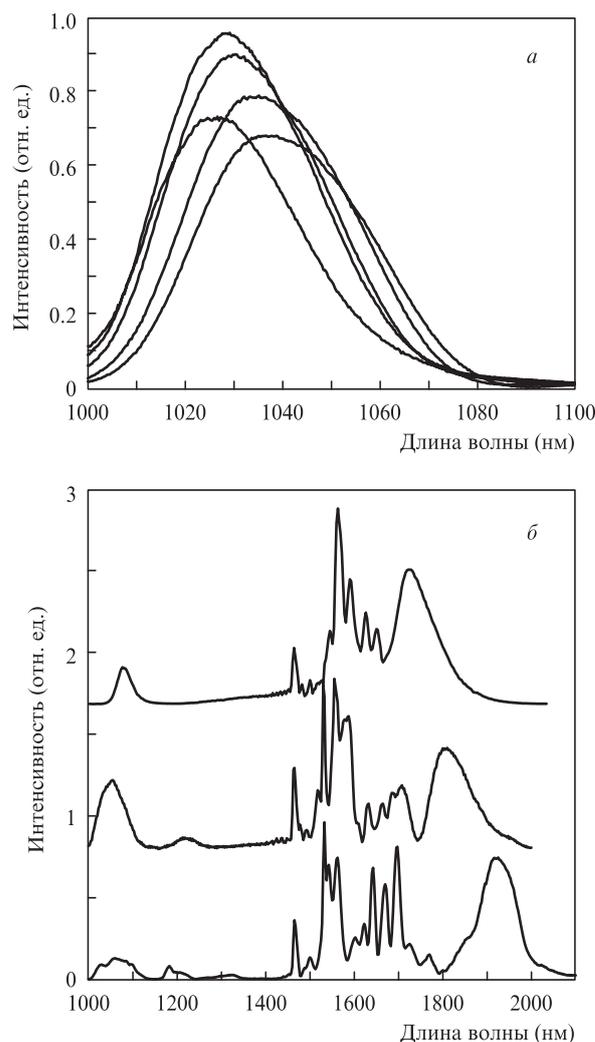


Рис.5. Подстройка центральной длины волн коротковолнового (а) и длинноволнового (б) импульсов.

пределах за счет изменения мощности исходного импульса ($\lambda = 1.5$ мкм), в значительно большем диапазоне – при выборе различных отрезков DSF с другими значениями длины волны нулевой дисперсии. Подстройка центральной длины волны низкочастотного импульса, а также отфильтрованного высокочастотного импульса, осуществленная в эксперименте, демонстрируется на рис.5.

В экспериментальной системе к выходу DSF был непосредственно приварен волоконный WDM-делитель, осуществляющий разделение коротковолновой и длинноволновой областей спектра. Ясно, что дисперсия волокон в

составе делителя приведет к расплыванию импульсов, однако контролируемый набег фазы может быть скомпенсирован в дальнейшем в соответствующем компрессоре.

4. Усиление УКИ на длине волны 1 мкм, численное моделирование и эксперимент

В соответствии с общей концепцией построения мощной лазерной системы увеличение энергии сигнала на длине волны 1 мкм производится по схеме усиления chirпированных импульсов (CPA). Волоконный стретчер,

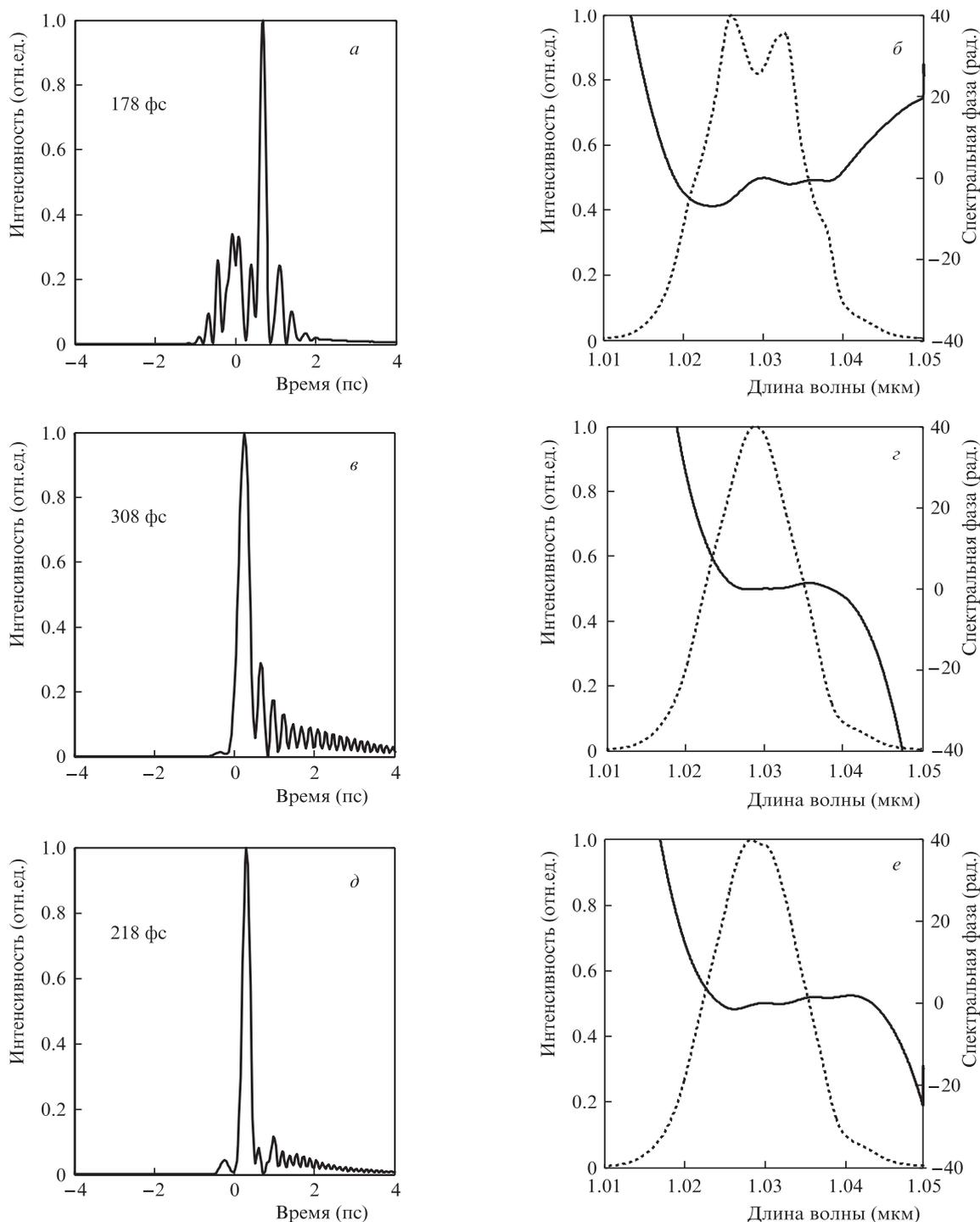


Рис.6. Распределение интенсивности усиленного импульса после компрессора (а, в, д), спектр (пунктирная кривая) и спектральная фаза (сплошная кривая) импульса после компрессора (б, з, е) при длине стретчера 50 м (а, б), 150 м (в, з) и 100 м (д, е).

выполненный на сохраняющем поляризацию (СП) отрезке волокна, приваривался за спектральным делителем и контроллером поляризации. Первый каскад усиления на активном иттербиевом СП световоде с одномодовой диодной накачкой служит для увеличения мощности импульсов с 1.5 до 220 мВт (энергия в импульсе возрастает до 4 нДж). Измеренная ширина спектра сигнала с центральной длиной волны 1030 нм составила 21 нм.

Далее в схеме установлен АОМ с СП волоконными выводами, который служит для уменьшения частоты следования импульсов. Кроме того, за счет малого времени нахождения в открытом состоянии (~ 10 нс) АОМ подавляет усиленное спонтанное излучение первого усилителя и тем самым увеличивает контраст. Потери энергии проходящих через АОМ импульсов составляют $\sim 50\%$, средняя мощность после прохождения АОМ равна 2–9 мВт при частоте следования от 1 до 4.5 МГц. Второй каскад усилителя идентичен первому и позволяет усиливать импульсы до средней мощности 90–150 мВт. При мощности одномодовой диодной накачки 250 мВт мощность сигнала на выходе второго каскада усилителя была равна 90 мВт, что соответствует энергии импульса 90 нДж при частоте следования 1 МГц, ширина спектра составляла 20 нм. Дальнейшее увеличение мощности накачки приводило к появлению сильных нелинейных искажений в предусилителе. После второго каскада сигнал (через изолятор Фарадея) поступает на оконечный каскад усилителя, выполненного на волокне с большим размером моды. На выходе усилителя можно получить сигнал мощностью до 1.2 Вт, при этом нелинейные искажения спектра становятся существенными при мощности многомодовой накачки 6 Вт. Снизив выходную мощность до 0.9 Вт и выбрав подходящую длину волоконного стретчера, можно минимизировать нелинейные искажения.

Для определения оптимальной длины стретчера было выполнено численное моделирование процесса усиления в трехкаскадном усилителе. Полагалось, что спектрально-ограниченный исходный сигнал длительностью 70 фс имеет гауссов спектр с центральной длиной волны 1.03 мкм. Было принято, что в первом и втором каскадах импульсы усиливаются до энергии 50–100 нДж, а в последнем каскаде – до уровня ~ 1 мкДж. Иттербиевое активное волокно в выходном каскаде имеет длину 3 м, диаметр сердцевины 25 мкм и числовую апертуру 0.06. Предполагается, что усиление сигнала происходит в одномодовом режиме. При аппроксимации распределения основной моды гауссовым профилем рассчитанный коэффициент нелинейности $\gamma = 0.5 \text{ Вт}^{-1}\text{км}^{-1}$. Форма полосы усиления иттербиевых волокон рассчитана на основе работы [24]. В модели учтено действие дисперсии волокна, а также керровской и рамановской нелинейностей.

Для минимизации искажений, вызванных действием керровской и рамановской нелинейностей, предполагается, что усиление происходит в режиме растянутого (чирпированного) импульса. В качестве стретчера используется волокно Nufern PM 980 с нормальной дисперсией и с коэффициентами дисперсии второго и третьего порядков $\beta_2 = 50 \text{ пс}^2/\text{км}$ и $\beta_3 = 0.05 \text{ пс}^3/\text{км}$. После усиления в иттербиевом усилителе импульсы сжимаются в решеточном компрессоре с отрицательной квадратичной дисперсией и с положительной кубической дисперсией [25]. Физическая картина процесса усиления показывает, что использовать стретчер большой длины нежелательно, поскольку после сжатия на решеточном компрессоре остается нескомпенсированная кубическая фаза, которая приводит к удлинению

импульса и образованию пьедестала. Поэтому в ходе численного моделирования определялась оптимальная длина стретчера. Так как полоса усиления иттербиевого волокна уже ширины спектра входного сигнала, при усилении в активном волокне будет наблюдаться обужение спектра. Конечный спектр будет определяться фактически формой полосы усиления, что и было продемонстрировано в численных расчетах. При малом растяжении импульса режим распространения импульсов в активном волокне становится существенно нелинейным.

На рис.6 показаны результаты численного моделирования для длин стретчера 50, 150 и 100 м. При длине стретчера 50 м (рис.6,а) максимальная пиковая мощность в усилителе достигает таких значений, при которых становится существенным влияние фазовой самомодуляции, и импульс приобретает большую нелинейную фазу, в результате чего спектр сильно искажается. При этом возможно сжатие центрального пика импульса в компрессоре до ~ 180 фс, однако наличие большого пьедестала со сложной структурой является нежелательным. Рассчитанные спектр и спектральная фаза после компрессора показаны на рис.6,б. При длине стретчера 150 м набег нелинейной фазы достаточно мал, однако наличие большой кубической дисперсии как волокна, так и решеточного компрессора не позволяют сжать импульс до длительностей, близких к спектрально-ограниченному, составляющим в данном случае 120 фс, и приводит к осцилляциям на заднем фронте импульса (рис.6,в). Рассчитанные спектр и спектральная фаза после компрессора представлены на рис.6,г.

Как показали численные эксперименты, оптимальная длина стретчера составляет ~ 100 м; при этом достигается режим, когда набег нелинейной фазы в усилителе не столь существен, как при длине 50 м, а влияние кубической дисперсии меньше, чем для стретчера длиной 150 м. При этом после сжатия в компрессоре длительность импульса составляет ~ 220 фс и минимизируется доля энергии, содержащаяся в пьедестале (рис.6,д). Спектр и спектральная фаза после компрессора для оптимальных параметров показаны на рис.6,е.

Экспериментально измеренный спектр при максимальной мощности выходного усилителя 0.9 Вт показан на рис.7. Сжатие импульса осуществлялось в компрессоре на одной отражательной золоченой дифракционной решетке (1200 штр./мм). Мощность сигнала на выходе компрессора составила 0.6 Вт; таким образом, эффективность была равна 70%. Компрессор настраивался по минимальной ширине автокорреляционной функции импульса.

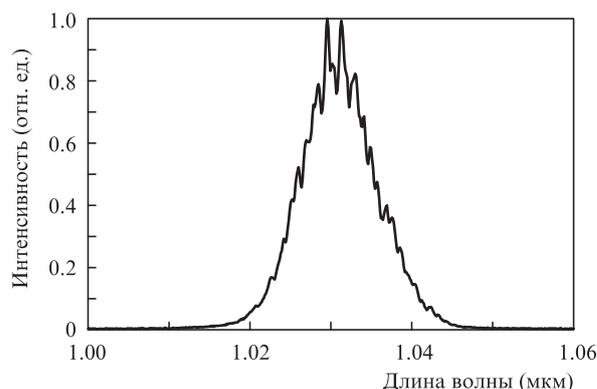


Рис.7. Спектр усиленного в иттербиевых усилителях импульса.

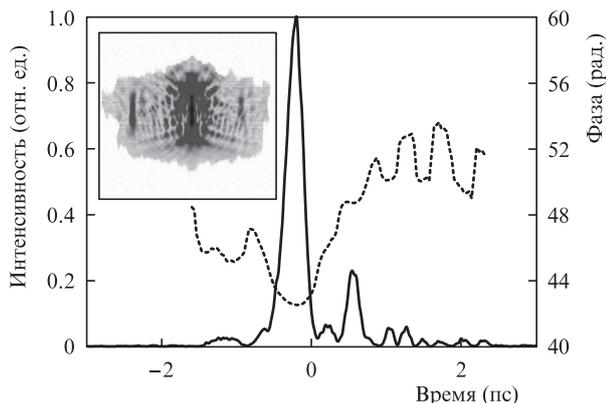


Рис.8. Восстановленные методом FROG профиль интенсивности (сплошная кривая) и фазы (пунктир) импульса на выходе решетчатого компрессора. На вставке – измеренная FROG-спектрограмма.

Восстановленные из измерений FROG профили интенсивности импульса и фазы показаны на рис.8. Длительность импульса по полувисоте составляла 250 фс, что подтверждалось и автокорреляционными измерениями. Видно, что компрессор не полностью компенсирует фазовый набег, о чем свидетельствует также величина произведения спектральной ширины на длительность импульса, равная 0.7. Отличие импульса от спектрально-ограниченного вызвано нескомпенсированной кубической дисперсией и нелинейными искажениями фазы.

5. Заключение

Разработана компактная волоконная лазерная система, генерирующая ультракороткие оптически синхронизованные импульсы на длинах волн 1.0–1.1 мкм и 1.6–2 мкм. Минимальная длительность длинноволновых импульсов составляет 12 фс, что соответствует двум оптическим периодам поля. Продемонстрировано усиление коротковолновых импульсов в мощном волоконном усилителе до микроджоульного уровня энергии и их сжатие в решетчатом компрессоре до длительности 250 фс. Лазерная система может использоваться в качестве задающего источника синхронизованных импульсов для дальнейшего усиления в лазерных и параметрических усилителях, а также для исследований в области биомедицины, микромодификации материалов, генерации терагерцевого излучения и экспериментов типа накачка–зондирование.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты №12-02-31344, 12-02-33074, 12-02-12101 офи_м), грантов Минобрнауки РФ (соглашения 8626, 14.132.21.1433, 14.В37.21.0770) и программы Президиума РАН «Экстремальные световые поля и их приложения». Е.А.Анашкина выражает также благодарность Фонду некоммерческих программ «Династия» за финансовую поддержку в рамках гранта для аспирантов и молодых ученых без степени.

1. Zinkstok R.T., Witte S., Hogervorst W., Eikema K.S.E. *Opt. Lett.*, **30**, 78 (2004).
2. Ishii N., Turi L., Yakovlev V.S., Fuji T., Krausz F., Baltuska A., Butkus R., Veitas G., Smilgevičius V., Danielius R., Piskarskas A. *Opt. Lett.*, **30**, 567 (2005).
3. Witte S., Zinkstok R.T., Hogervorst W., Eikema K.S.E. *Opt. Express*, **13**, 4903 (2005).
4. Lozhkarev V.V., Freidman G.I., Ginzburg V.N., Katin E.V., Khazanov E.A., Kirsanov A.V., Luchinin G.A., Mal'shakov A.N., Martyanov M.A., Palashov O.V., Poteomkin A.K., Sergeev A.M., Shaykin A.A., Yakovlev I.V. *Laser Phys. Lett.*, **4**, 421 (2007).
5. Rodwell M.J.W., Bloom D.M., Weingarten K.J. *IEEE J. Quantum Electron.*, **25**, 817 (1989).
6. Xu S., Zhai H., Wu K., Peng Y., Wu J., Zeng H. *Opt. Express*, **14**, 2487 (2006).
7. Andriukaitis G., Balčiūnas T., Ališauskas S., Pugžlys A., Baltuska A., Popmintchev T., Chen M.-C., Murnane M.M., Kapteyn H.C. *Opt. Lett.*, **36**, 2755 (2011).
8. Teisset C., Ishii N., Fuji T., Metzger T., Köhler S., Holzwarth R., Baltuska A., Zheltikov A., Krausz F. *Opt. Express*, **13**, 6550 (2005).
9. Andreanov A.V., Anashkina E.A., Muraviov S.V., Kim A.V. *Opt. Lett.*, **35**, 3805 (2010).
10. Anashkina E.A., Andreanov A.V., Muraviov S.V., Kim A.V. *Opt. Express*, **19**, 20141 (2011).
11. Okhotnikov O.G., Grudin A.B., Pesa M. *New J. Phys.*, **6**, 177 (2004).
12. Ilday F., Buckley J., Kuznetsova L., Wise F. *Opt. Express*, **11**, 3550 (2003).
13. Fermann M., Galvanauskas A., Stock M. et al. *Opt. Lett.*, **24**, 1428 (1999).
14. Kieu K., Jones R., Peyghambarian N. *Opt. Express*, **18**, 21350 (2010).
15. Akhmediev N., Karlsson M. *Phys. Rev. A*, **51**, 2602 (1995).
16. Wai P.K.A., Chen H.H., Lee Y.C. *Phys. Rev. A*, **41**, 426 (1990).
17. Trebino R. *Frequency-resolved Optical Gating: the Measurement of Ultrashort Laser Pulses* (Boston: Kluwer Acad., 2000).
18. Husakou A.V., Herrmann J. *Phys. Rev. Lett.*, **87**, 203901 (2001).
19. Агравал Г.П. *Нелинейная волоконная оптика* (М.: Мир, 1996).
20. Dudley J. *Rev. Mod. Phys.*, **78**, 1135 (2006).
21. Lu F., Deng Y., Knox W.H. *Opt. Lett.*, **30**, 1566 (2005).
22. Chang G., Chen L.J., Kärtner F.X. *Opt. Express*, **19**, 6635 (2011).
23. Austin D., de Sterke C., Eggleton B., Brown T. *Opt. Express*, **14**, 11997 (2006).
24. Paschotta R., Nilsson J., Tropper A.C., Hanna D.C. *IEEE J. Quantum Electron.*, **33**, 1049 (1997).
25. Strickland D., Mourou G. *Opt. Commun.*, **56**, 219 (1985).