

Волоконный усилитель на основе активного иттербиевого световода-конуса для получения ультракоротких оптических импульсов с мегаваттным уровнем пиковой мощности

М.Ю.Коптев, Е.А.Анашкина, К.К.Бобков, М.Е.Лихачёв, А.Е.Левченко, С.С.Алёшкина, С.Л.Семёнов, А.Н.Денисов, М.М.Бубнов, Д.С.Липатов, А.Ю.Лаптев, А.Н.Гурьянов, А.В.Андрианов, С.В.Муравьев, А.В.Ким

Продемонстрирован новый активный иттербиевый световод-конус, используемый в оконечном усилительном каскаде волоконной лазерной системы для получения ультракоротких импульсов с микроджоульным уровнем энергии и мегаваттным уровнем пиковой мощности. Световод-конус является одномодовым на входном конце (диаметры сердцевины и оболочки 10 и 80 мкм) и многомодовым на выходе (диаметры 50 и 430 мкм), однако усиление ультракоротких импульсов в нем происходит в квазиодномодовом режиме. В гибридной волоконной Er/Yb-системе, состоящей из эрбиевого задающего генератора и усилителя на длине волны около 1.5 мкм, нелинейного конвертора длины волны в одномикронный диапазон и трехкаскадного иттербиевого усилителя, получены импульсы с энергией 1 мкДж и длительностью 7 пс, которые с помощью дисперсионного компрессора на дифракционных решетках сжимаются с 60%-ной эффективностью до длительности 130 фс, близкой к длительности спектрально ограниченного импульса. Полученные экспериментальные результаты хорошо согласуются с результатами математического моделирования усиления импульсов в трехкаскадном усилителе.

Ключевые слова: иттербиевый световод-конус, волоконная лазерная Er/Yb-система, усиление ультракоротких импульсов.

1. Введение

Стремительный рост выходной мощности импульсных и непрерывных иттербиевых волоконных лазеров диктует все более высокие требования к используемым световодам, в первую очередь к увеличению в них порога нелинейных эффектов. Стандартные одномодовые иттербиевые световоды обладают относительно низким порогом нелинейных эффектов, что связано с относительно небольшим размером сердцевины (6–10 мкм), и большой длиной световода (в ряде случаев – более 10 м). Проблема повышения порога нелинейных эффектов особенно актуальна в случае импульсных волоконных систем, где пиковая мощность достигает сотен киловатт и приближается к мегаваттному уровню. Наиболее простым и очевидным путем повышения порога нелинейных эффектов является увеличение диаметра сердцевины и, таким образом, диаметра поля основной моды. Однако при существующих конструкциях световодов данный путь приводит к двум

проблемам – к переходу световода в многомодовый режим работы (и ухудшению качества выходного излучения) и к очень высокой чувствительности к изгибу (что требует работы с практически прямыми световодами и исключает возможность создания компактных схем).

Целью настоящей работы является развитие нового подхода, основанного на использовании так называемых световодов-конусов, который позволяет одновременно достигать больших диаметров поля моды и сохранять приемлемую чувствительность к изгибу. Оптимизация параметров такого световода и использование его в оконечном каскаде иттербиевого усилителя chirпированных пикосекундных импульсов, проведенные в работе, позволили получить рекордную для целиком волоконных систем пиковую мощность на выходе из усилителя и приблизиться к рекордным результатам, достигнутым в микроструктурированных световодах-стержнях.

2. Существующие типы световодов с большим диаметром поля моды

В стандартных световодах со ступенчатым профилем показателя преломления (ППП) диаметр сердцевины можно увеличить до 15–20 мкм, сохранив при этом одномодовый режим распространения света с длиной волны 1080 нм (при числовой апертуре световода $NA = 0.04–0.05$), однако в данном случае чувствительность таких световодов к изгибу становится неприемлемо высокой. Эту проблему можно решить, используя маломодовый режим работы. В этом случае диаметр сердцевины световода со ступенчатым ППП можно увеличить до 25–30 мкм, а высшие моды подавить за счет намотки световода на катушку определенного радиуса [1, 2]. Однако дальнейшее увеличение диаметра сердцевины приводит к существен-

М.Ю.Коптев, Е.А.Анашкина, А.В.Андрианов, С.В.Муравьев, А.В.Ким. Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, д. 46; Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Россия, 603950 Н.Новгород, просп. Гагарина, 23; e-mail: elena.anashkina@gmail.com
К.К.Бобков, М.Е.Лихачёв, А.Е.Левченко, С.С.Алёшкина, С.Л.Семёнов, А.Н.Денисов, М.М.Бубнов. Научный центр волоконной оптики РАН, Россия, 119333 Москва, ул. Вавилова, 38
Д.С.Липатов. Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Россия, 603950 Н.Новгород, просп. Гагарина, 23; Институт химии высокочистых веществ им. Г.Г.Девярых РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Тропинина, 49
А.Ю.Лаптев, А.Н.Гурьянов. Институт химии высокочистых веществ им. Г.Г.Девярых РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Тропинина, 49

Поступила в редакцию 29 января 2015 г.

ному ухудшению качества пучка ($M^2 \sim 1.4$ и 1.9 при диаметре сердцевинны 40 [3] и 50 мкм [2] соответственно) даже при выборе оптимального диаметра намотки световода.

В настоящее время наибольший диаметр поля моды получен при использовании микроструктурированных световодов (МСС). В таких световодах легированная активной добавкой сердцевина окружена двумерной решеткой из воздушных капилляров, которые обеспечивают эффективное удержание фундаментальной моды и фильтрацию высших мод. Одномодовый режим распространения в МСС удается реализовать вплоть до диаметра сердцевинны 40 мкм [4] при разумной чувствительности к изгибам. Дальнейшее увеличение диаметра сердцевинны возможно при реализации режима дифференциального усиления мод, когда структура МСС и область легирования оксидом иттербия выбраны таким образом, чтобы максимальным коэффициентом усиления обладала именно фундаментальная мода. С использованием данного подхода был реализован легированный иттербием МСС с сердцевинной диаметром более 100 мкм, и с его помощью получены рекордные на сегодняшний день результаты – пиковая мощность 1 МВт непосредственно в волоконном усилителе и 3.8 ГВт после сжатия chirпированных импульсов на дифракционных решетках [5].

Важно отметить, что МСС имеют ряд существенных недостатков. В первую очередь это сложность их изготовления, в частности необходимость поддерживать заданное давление внутри отверстий во время вытяжки световода. Это обуславливает сложность создания световода с заданными параметрами, а следовательно, его высокую стоимость. Не менее существенна сложность ввода и вывода излучения в МСС – их стыковку с традиционными световодами можно осуществить лишь при помощи объемных компонент (линз и трехкоординатных подвижек), а кроме того, из-за повышенной чувствительности к изгибам их изготавливают в виде световодов-стержней диаметром 0.5 – 2 мм, которые должны быть абсолютно прямыми. Таким образом, использование МСС приводит к потере основных достоинств волоконных лазеров – компактности (длина микроструктурированных световодов-стержней составляет, как правило, 1.5 – 2 м), надежности (узлы ввода-вывода излучения могут разъюстироваться) и низкой стоимости по сравнению с твердотельными лазерами.

Как следствие, в настоящее время значительное внимание уделяется поиску альтернативных световедущих структур с большим диаметром поля моды, но при этом пониженной чувствительностью к изгибу. Отдельной актуальной задачей является возможность интеграции световода в полностью волоконные лазерные схемы. Среди таких структур в разное время рассматривались световоды с каналами утечки [6], световоды, работающие на одной из высших мод [7], световоды со ступенчатым профилем показателя преломления и микроструктурированной оболочкой для подавления высших мод [8], световоды со спиральной сердцевиной [9], так называемые 3С (Chirally Coupled Core) световоды [10], световоды на основе запрещенной фотонной зоны [11, 12] и другие. Несмотря на многочисленные работы в данных направлениях, ни в одном из вышеперечисленных случаев авторам не удалось приблизиться к результатам, полученным с помощью МСС. Так, пиковая мощность непосредственно на выходе усилителя оказывается на уровне, не превышающем нескольких десятков киловатт, что почти на два

порядка уступает результатам, достигнутым в микроструктурированных световодах-стержнях.

Относительно недавно был предложен принципиально новый подход к созданию усилителей с высоким порогом нелинейных эффектов, основанный на применении световодов-конусов [13, 14]. Суть данного подхода заключается в использовании активного световода с монотонно изменяющимися по длине диаметрами сердцевинны и оболочек. Ввод усиливаемого излучения осуществляется через тонкий одномодовый конец световода, а его вывод и ввод излучения накачки происходит при помощи дихроичного зеркала со стороны толстого конца световода. В работах [15, 16] было показано, что возбуждение фундаментальной моды в тонком конце световода-конуса при адиабатическом изменении диаметра сердцевинны не приводит к ее конверсии в моды высшего порядка по мере распространения по длине световода. Таким образом, при достаточно плавном увеличении диаметра сердцевинны световод-конус фактически проявляет свойства одномодового световода, несмотря на то что на толстом конце диаметр сердцевинны (и размер поля фундаментальной моды) может многократно превышать диаметр одномодовой сердцевинны. При этом излучение, распространяющееся по тонкой части световода-конуса (с небольшим диаметром поля моды), имеет небольшую интенсивность, тогда как усиленное излучение распространяется по части конуса с большим диаметром сердцевинны. Также подчеркнем достаточно низкую чувствительность таких световодов к изгибам и возможность интеграции в целиком волоконную схему – тонкий конец световода-конуса может быть легко приварен к выходу предусилителя. Однако, несмотря на большую перспективность данного подхода, с его помощью не были достигнуты результаты, сколько-нибудь близкие к полученным при использовании МСС. Основными причинами этого являлись относительно большая длина перехода от тонкого конца к толстому (несколько метров), относительно низкое поглощение накачки из оболочки, обусловленное малым отношением диаметров сердцевинны и оболочки, а также высокая числовая апертура ($NA > 0.11$), не позволяющая получить большой диаметр поля моды даже при относительно большом диаметре сердцевинны (~ 40 мкм) [13, 14].

3. Оптимизация конструкции световода-конуса

3.1. Состав сердцевинны

Для достижения максимального порога нелинейных эффектов в усилителе важно не только увеличивать диаметр поля моды, но и повышать концентрацию ионов иттербия в сердцевине световода. Последняя определяет максимальную величину погонного усиления световода и, тем самым, минимальную длину, необходимую для построения усилителя. Основной проблемой, связанной с разработкой световодов с большим диаметром поля моды, является то обстоятельство, что в большинстве предложенных световедущих конструкций показатель преломления (ПП) сердцевинны должен быть близок к ПП нелегированного кварцевого стекла или даже равен ему. Однако введение в сетку стекла оксида иттербия в концентрации 1 – 2 вес.% повышает ПП сердцевинны на 0.001 – 0.002 . Еще более существенной оказывается низкая растворимость оксида иттербия в кварцевом стекле (приводящая

к росту серых потерь и появлению эффекта фотопотемнения), что требует легирования оксидом алюминия, который вызывает еще более значительный рост ПП сердцевины. Частично данная проблема может быть решена путем легирования фтором, понижающим ПП сердцевины. Но и в этом случае предельные концентрации оксида иттербия, которые могут достигаться в сердцевине световодов с большим диаметром поля моды, оказываются существенно меньше (как правило, в 3–4 раза) характерных для стандартных иттербиевых световодов.

Одно из решений данной проблемы может заключаться в использовании разработанной нами фосфоалюмосиликатной стеклянной матрицы для легирования редкоземельными элементами. В основе данного подхода лежит хорошо известный эффект образования соединения $AlPO_4$ при введении в кварцевое стекло эквимольных концентраций оксида алюминия и оксида фосфора [17]. Свойства данного соединения (структура, ПП, плотность и т. п.) близки к свойствам нелегированного кварцевого стекла [17, 18]. В то же время, как было нами установлено, стекло состава SiO_2-AlPO_4 обладает на несколько порядков более высокой растворимостью редкоземельных элементов [18]. Именно использование подобной стеклянной матрицы позволило нам ранее ввести оксид иттербия с рекордно высокой концентрацией (около 2 вес.%) в световод с разностью ПП сердцевины и оболочки всего 0.002 [19]. Отдельным достоинством подобного подхода является практически полностью подавленный эффект фотопотемнения [19]. Именно такая стеклянная матрица была использована в настоящей работе при создании сердцевины световода-конуса.

3.2. Конструкция световода

Не менее важным фактором, кроме собственно концентрации оксида иттербия, является соотношение диаметров сердцевины и оболочки в активном световоде. Данный фактор определяет скорость поглощения накачки из оболочки и, тем самым, эффективную длину усилителя. Максимальный диаметр сердцевины световода-конуса определяется условием одномодовости режима работы на тонком конце. В нашем случае такой режим достигался при диаметре сердцевины 10 мкм. Минимальный диаметр оболочки определяется требованием использования стандартного сварочного оборудования для стыковки световода-конуса с предусилительным каскадом лазера и составляет 80 мкм. Отметим, что для типичных световодов-конусов при коэффициенте перетяжки 5–6 диаметр толстого конца достигает 0.5 мм даже при диаметре тонкого конца 80 мкм. Это приводит к существенным проблемам с качественной обработкой выходного конца световода, т. к. для устранения обратного отражения толстый конец должен иметь угловой скол, причем для ввода многомодовой накачки качество этого скола должно быть достаточно высоким. Как правило, для получения качественных торцов толстых световодов требуются высокоспециализированные дорогостоящие скалыватели. Кроме того, при изготовлении сохраняющих поляризацию световодов желательна контролируемая ориентация направления углового скола относительно положения направляющих стержней, что проблематично даже с использованием специализированных скалывателей. Решением данной проблемы является применение полностью стеклянных световодов с двойной оболочкой, когда вме-

сто отражающего полимера используется сильно фторированное кварцевое стекло. Это позволяет получить требуемое качество выходного торца световода путем простой вклейки его в адаптер и последующей стандартной процедуры полировки адаптера. В настоящей работе

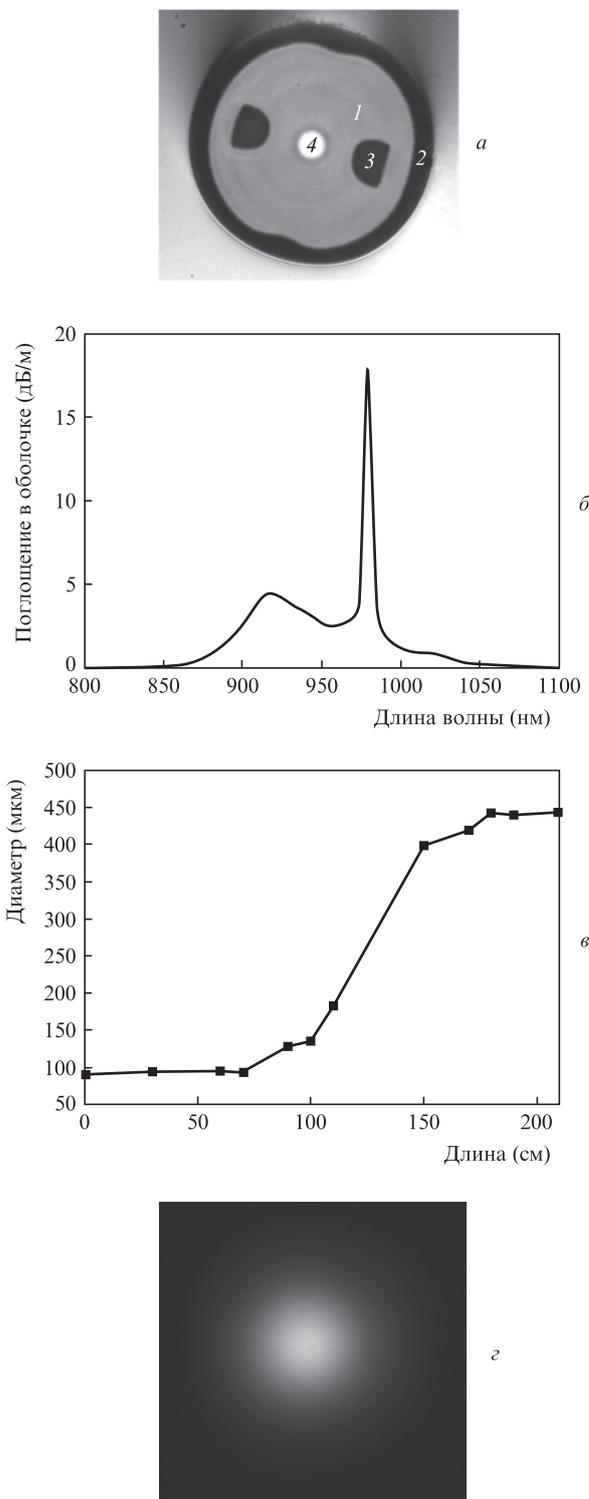


Рис. 1. Поперечное сечение световода-конуса: 1 – нелегированная кварцевая оболочка, 2 – фторированная кварцевая оболочка, 3 – направляющие боросиликатные стержни, 4 – легированная оксидом иттербия фосфоалюмосиликатная сердцевина (а); спектр поглощения в оболочке в реализованном световоде-конусе (б); распределение диаметра световода-конуса по длине (в) и распределение интенсивности электрического поля на выходе световода-конуса (г).

была реализована именно такая конструкция световода с двойной оболочкой – целиком кварцевая. Фотография сечения изготовленного световода, полученная при помощи микроскопа, показана на рис.1,*а*.

Отметим, что в созданном нами световоде соотношение диаметров фторированной и нелегированной кварцевых оболочек составляло около 1.2. В результате площадь первой оболочки из нелегированного кварцевого стекла была почти в полтора раза меньше, чем у кварц-полимерного световода (при фиксированных значениях внешнего диаметра тонкого конца (80 мкм) и диаметра одномодовой сердцевинки (10 мкм)), что приводило к пропорциональному увеличению поглощения из оболочки.

Вследствие всех указанных улучшений конструкции световода-конуса было достигнуто рекордно высокое поглощение из оболочки – около 5 дБ/м на длине волны 915 нм и около 20 дБ/м на длине волны 976 нм (рис.1,*б*), что приблизительно в 20 раз превышает поглощение из оболочки в световодах-конусах, реализованных в работах [13, 14].

3.3. Изготовление световода-конуса

Современные методы перетяжки позволяют создавать конусные световоды с переходом от тонкого к толстому концу длиной от нескольких сантиметров до нескольких метров с достаточным точным контролем профиля диаметра по длине световода и с высокими коэффициентами перетяжки [20]. В то же время такие методы довольно дороги, трудоемки и требуют специального оборудования. Более простым, дешевым и высокопроизводительным методом является изготовление световодов-конусов непосредственно в процессе вытяжки световода путем изменения ее скорости. Данный метод был развит в НЦВО РАН еще в 1991 г. [21]. Стоит отметить, что параметры вытяжки (включая температуру, скорость вытяжки и скорость подачи заготовки) оказывают достаточно медленное воздействие на диаметр световода в процессе вытяжки, что позволило использовать данный метод для вытяжки относительно длинных световодов-тэйперов – длиной от 10 м до нескольких километров. Так, вероятно, именно по этой причине в работах [13, 14], где использовался подобный метод, длина световода-конуса (фактически определяемая скоростью изменения диаметра световода во время вытяжки) превышала несколько метров, что неприемлемо для создания световода-конуса с высоким порогом нелинейных эффектов.

Проблема создания коротких (метр и менее) световодов-конусов в процессе вытяжки световода была решена около 15 лет назад также в НЦВО РАН [22]. В данном случае все параметры вытяжки оставались неизменными, а вариации диаметра световода инициировались за счет модуляции во времени потока инертного газа, проходящего через нагревательную печь. Инертный газ (как правило, аргон) осуществляет передачу тепла от нагревательного элемента к заготовке световода, и изменение его потока фактически приводит к резкому изменению температуры луковицы заготовки, что позволяет практически скачкообразно изменять диаметр световода (длина перехода может составлять десятки сантиметров) и делать это периодически по заданному закону.

К настоящему моменту методика вариации диаметра световода в процессе вытяжки подверглась модернизации и автоматизации, что позволяет нам вытягивать конусные световоды длиной от нескольких десятков санти-

метров до нескольких километров, задавая и строго контролируя изменение диаметра световода вдоль его длины. Периодическое изменение условий вытяжки световодов позволяет вытягивать серии идентичных световодов-конусов в течение одной вытяжки (разброс параметров разных образцов не превышает единиц процентов), при этом количество периодов, фактически равное количеству изготавливаемых световодов-конусов, ограничено лишь размером заготовки. Подчеркнем, что данный метод без каких-либо изменений может использоваться для вытяжки как пассивных, так и активных световодов-конусов. Зависимость внешнего диаметра световода от длины для легированного иттербием световода-конуса, изготовленного в процессе вытяжки в НЦВО РАН, представлена на рис.1,*в*. Длина перехода от тонкого конца к толстому составила чуть более 0.5 м, что почти на порядок меньше длины световода-конуса в работах [13, 14]. Диаметры сердцевинки и оболочки изготовленного световода-конуса были равны 10 и 80 мкм на тонком конце и 50 и 430 мкм на толстом.

Стоит особо подчеркнуть, что хотя по формальным признакам выходной конец световода-конуса является многомодовым (нормированная частота $V \sim 11$), исследование модового состава показало, что при распространении света от тонкого конца к толстому высшие моды не возбуждаются и на выходе поле моды имеет форму, близкую к гауссовой. Форма моды не изменяется ни при вариации условий возбуждения на входном одномодовом конце световода, ни при диаметре изгиба световода до 20 см, что подтверждает одномодовый режим распространения. На рис.1,*г* приведена фотография распределения интенсивности электрического поля на выходе световода, работающего в режиме усиления.

4. Усиление ультракоротких импульсов в иттербиевом световоде-конусе

Разработанный световод-конус использовался в экспериментах по усилению ультракоротких импульсов до мегаваттного уровня пиковой мощности. Схема установки показана на рис.2. Ее основой является разработанный нами ранее фемтосекундный эрбиевый волоконный лазер с кольцевым резонатором и диодной накачкой на длине волны 975 нм, пассивная синхронизация мод в лазере осуществляется с помощью нелинейного вращения эллипса поляризации фемтосекундного импульса на основе оптического эффекта Керра. Задающий лазер генерирует импульсы длительностью 230 фс с частотой следования 50 МГц на длине волны 1.56 мкм [23]. Далее в схеме расположены волоконный изолятор Фарадея и двухкаскадный эрбиевый усилитель, после которых полуторамикронные ультракороткие импульсы со средней мощностью ~ 100 мВт преобразуются в одномикронные с эффективностью около 10%. В качестве нелинейно-оптического преобразователя используется короткий (~ 10 см) отрезок волокна со смещенной длиной волны нулевой дисперсии (DSF-волокно). Преобразование длины волны импульса в коротковолновый диапазон 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 [23–25]. Отметим, что полученные в подобных схемах одномикронные ультракороткие импульсы использовались нами ранее в качестве затравки для

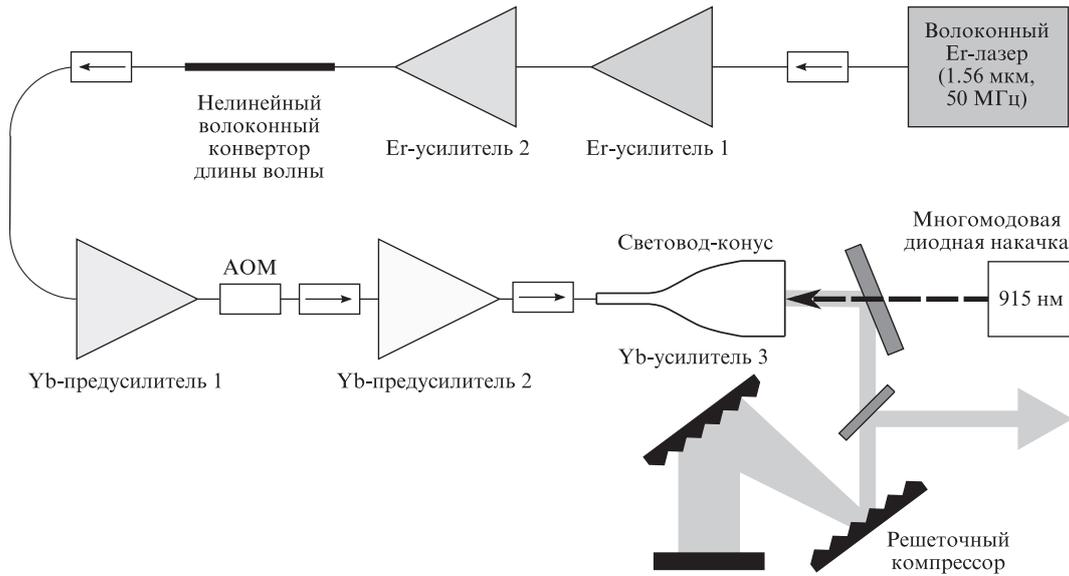


Рис.2. Схема экспериментальной установки для получения ультракоротких импульсов с мегаваттным уровнем пиковой мощности.

иттербиевых усилителей с постоянным диаметром фундаментальной моды [23, 25, 26].

После DSF-волокна находятся два каскада иттербиевых предусилителей мощности, между которыми помещен акустооптический модулятор (АОМ) для снижения частоты следования импульсов до 1 МГц. Первый иттербиевый предусилитель выполнен на волокне, не сохраняющем поляризацию, а второй – на поляризационно-поддерживающем активном волокне. АОМ требуется для уменьшения средней мощности накачки в оконечном каскаде конусного усилителя с целью получения импульсов микроджоульного уровня. После второго иттербиевого предусилителя средняя мощность сигнала составляет ~10 мВт, что соответствует энергии в импульсе ~10 нДж. Далее в схеме расположен усилитель на основе поляризационно-поддерживающего иттербиевого световода-конуса, на выходе которого формируются импульсы с энергией 1 мкДж и длительностью 7 пс. Здесь и далее для измерения импульсов мы использовали программно-аппаратный комплекс FROG, основанный на методе оптического стробирования со спектральным разрешением. На рис.3,*а* приведены спектр сигнала и спектральная фаза FROG-восстановленных импульсов. Распределение интенсивности во времени показано на рис.3,*б*. Пиковая мощность непосредственно в оконечном каскаде усиления на основе световода-конуса достигала 100 кВт, что является рекордом для целиком волоконных усилителей.

Для сжатия микроджоульных импульсов использовался дисперсионный компрессор на основе пары дифракционных решеток. При оптимальных настройках были получены импульсы длительностью 130 фс. Эффективность компрессора составила 60%. На рис.4,*а* приведены независимо измеренный спектр сигнала и спектр со спектральной фазой для FROG-восстановленных импульсов. Распределение интенсивности во времени показано на рис.4,*б*, а экспериментально измеренная FROG-спектрограмма – на вставке. Произведение длительности импульса на спектральную ширину (по уровню 0.5 от максимума) составляет 0.48. Пиковая мощность FROG-восстановленных импульсов (с учетом реальной формы) оценивается в 2.5 МВт. Для ее вычисления было проинтегрировано распределение интенсивности по времени и выполнена

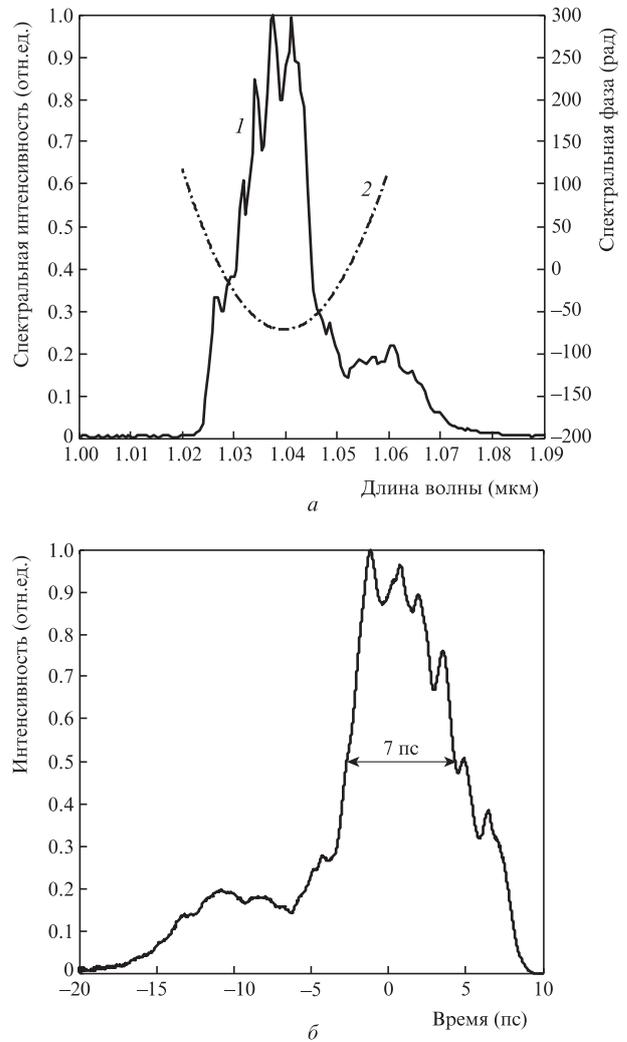


Рис.3. Спектр сигнала на выходе иттербиевого световода-конуса (1) и FROG-восстановленная спектральная фаза (2) (*а*) и FROG-восстановленное распределение интенсивности сигнала во времени (*б*).

нормировка на полную энергию сигнала (600 нДж, включая пьедестал). Отметим, что пьедестал во временной об-

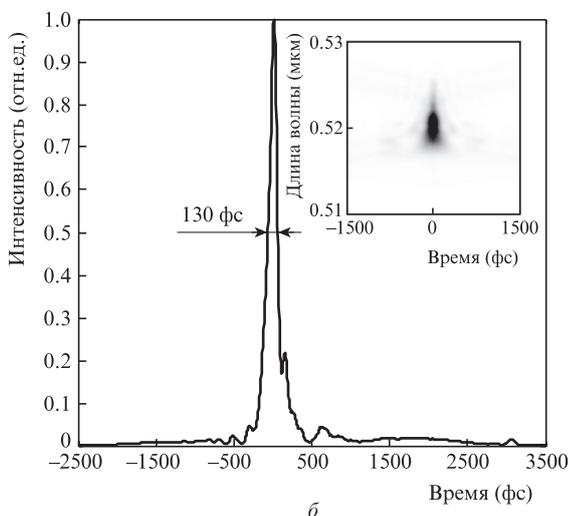
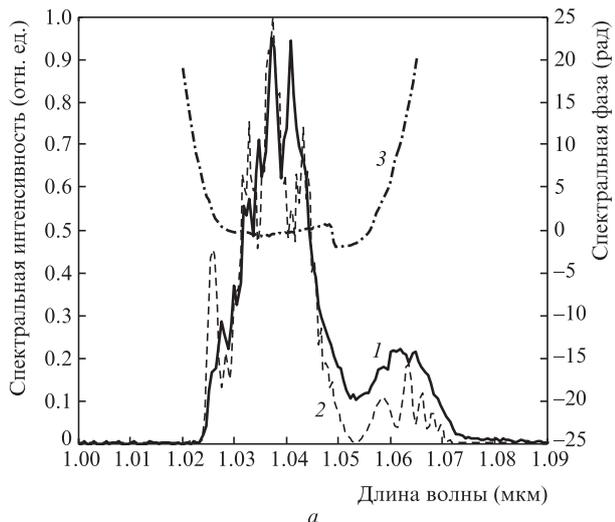


Рис.4. Спектр усиленного сжатого сигнала после дисперсионного компрессора, измеренный спектрометром (1) и полученный для восстановленного FROG-импульса (2), а также FROG-восстановленная спектральная фаза (3) (а) и FROG-восстановленное распределение интенсивности сигнала во времени и экспериментально измеренная FROG-спектрограмма (на вставке) (б).

ласти образован преимущественно длинноволновыми (более 1.05 мкм) спектральными компонентами, центральный же пик имеет достаточно хорошую форму и практически плоскую спектральную фазу.

5. Математическое моделирование усиления ультракоротких импульсов в трехкаскадном иттербиевом усилителе

Были проведены численные расчеты усиления спектрально-ограниченных гауссовых импульсов длительностью 70 фс с центральной длиной волны 1.04 мкм и энергией 200 пДж при распространении их во всех активных иттербиевых световодах и в соединяющих пассивных волокнах общей протяженностью ~5 м с параметрами, соответствующими проведенному эксперименту. Начальные характеристики импульсов соответствуют сигналу сразу после DSF-волокна. Спектр входных импульсов показан на рис.5 штриховой линией.

Описание спектрально-временной эволюции импульсов в активных световодах, легированных редкоземельны-

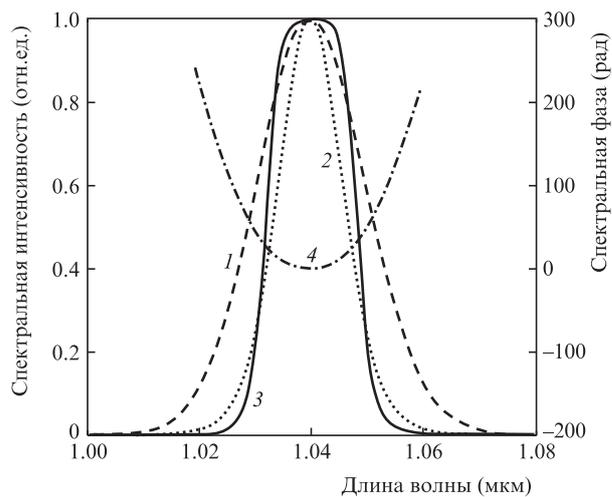


Рис.5. Расчетные спектр сигнала, заданный на входе иттербиевого предусилителя 1 (1), спектр сигнала после предусилителя 2 (2), спектр (3) и спектральная фаза (4) сигнала на выходе световодоконуса.

ми ионами иттербия, проводилось в рамках обобщенного нелинейного уравнения Шрёдингера [27], в котором помимо дисперсии, керровской и рамановской нелинейности учитывалась также однородно уширенная полоса усиления, соответствующая лазерному переходу $^4F_{5/2} \rightarrow ^4F_{7/2}$ с длиной волны ~1 мкм [28]:

$$\frac{\partial A(z, \omega)}{\partial z} + \frac{i\beta_{2j}(z)\omega^2}{2} \tilde{A}(z, \omega) + \frac{i\beta_{3j}(z)\omega^3}{6} \tilde{A}(z, \omega) - i\gamma_j(z)\left(1 + \frac{\omega}{\omega_0}\right) \hat{F} \left[A(z, \tau) \int R(\tau - \eta) |A(z, \eta)|^2 d\eta \right] = G_j \exp(-\alpha_j z) \left(\frac{1}{1 + \omega^2 T_2^2} - \frac{i\omega T_2}{1 + \omega^2 T_2^2} \right) A(z, \omega), \quad (1)$$

где $A(z, \tau)$ – комплексная огибающая электрического поля; z – координата вдоль волокна; ω – круговая частота, отсчитываемая от центральной частоты ω_0 ; τ – время в сопровождающей системе отсчета; γ_j – коэффициент нелинейности; β_{2j} и β_{3j} – коэффициенты квадратичной и кубической дисперсии j -го активного световода; \hat{F} – оператор фурье-преобразования; $\tilde{A}(z, \omega) = \hat{F}[A(z, \tau)]$; $R(\tau)$ – функция рамановского отклика [27]; T_2 – феноменологическое время релаксации поляризации; α_j – ненасыщенный коэффициент поглощения накачки (который для световодоконуса формально меньше нуля, т.к. его накачка осуществляется не в продольном, как для первых двух предусилителей, а во встречном направлении); G_j – константа для усиления j -го усилителя. Для первого и второго предусилителей с длинами 1 и 2 м соответственно и постоянным диаметром сердцевины коэффициенты γ , β_2 и β_3 не зависят от координаты z , тогда как для окончного каскада, выполненного на волокне с переменным диаметром, – зависят. Для нахождения постоянного распространения β и поперечных структур электрического поля фундаментальных мод аксиально-симметричных световодов с различными диаметрами решалась задача на собственные значения и собственные функции уравнения Гельмгольца [29]. Для фундаментальных мод первых двух предусилителей мы получили $\gamma_{1,2} = 1 \text{ Вт}^{-1} \cdot \text{км}^{-1}$, $\beta_2 = 50 \text{ пс}^2/\text{км}$ и $\beta_3 = 0.05 \text{ пс}^3/\text{км}$. При оценке нелинейного коэффициента

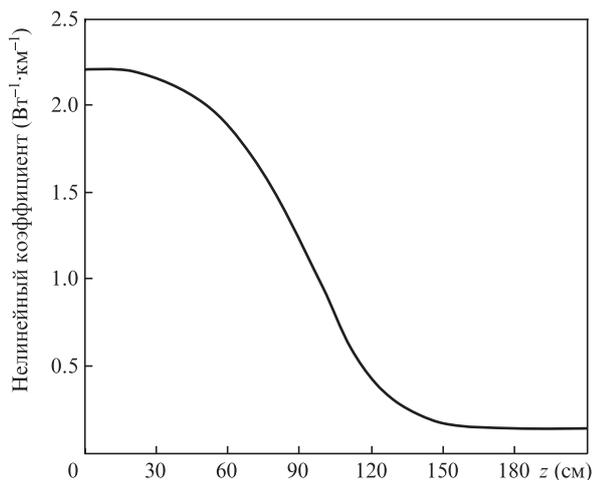


Рис.6. Зависимость нелинейного коэффициента иттербиевого световода-конуса от координаты z вдоль его длины.

световода-конуса $\gamma_3(z)$ на длине волны 1.04 мкм мы воспользовались экспериментально измеренными в различных точках диаметрами, показанными на рис.1, β маркерами. В расчетах использовалась сглаженная зависимость нелинейного коэффициента от длины световода-конуса, приведенная на рис.6.

Полагалось, что усиление происходит в одномодовом режиме, что оправдывается результатами исследования мультимиллиджоульных иттербиевых усилителей в рамках 3D-моделирования [30]. В работе [30] было показано, что даже при наличии различных дефектов волокна (изгибы, случайное смещение сердцевин и т. д.) перекачка энергии сигнала в высшие моды в световодах-конусах может быть малой.

Численное моделирование уравнения (1) было выполнено на основе псевдоспектрального фурье-метода расщепления по физическим факторам (SSFM) с использованием быстрого преобразования Фурье [27]. При моделировании нелинейной динамики ультракоротких импульсов в пассивных световодах мы также использовали обобщенное нелинейное уравнение Шрёдингера (1) с $G = 0$.

На рис.5 приведены результаты математического моделирования. При распространении в первых двух каскадах усиление происходит практически в линейном режиме, энергия в импульсе увеличивается до 10 нДж при длительности 6.4 пс. Наблюдается обужение спектра, т. е. входной спектр шире полосы усиления. При усилении импульсов до энергии 1 мкДж начинает становиться существенным действие керровской нелинейности. Наблюдается фазовая самомодуляция, приводящая к уширению спектра. При этом форма спектра достаточно сильно отличается от гауссовой, приближаясь к прямоугольной. Длительность импульса на выходе световода-конуса составляет 6.8 пс. Длительность соответствующего ему спектрально ограниченного импульса равна 120 фс, что хорошо согласуется с нашими экспериментальными результатами. При компрессии импульса до спектрально ограниченного с эффективностью 60% (как в эксперименте) пиковая мощность достигает 4 МВт, что превышает экспериментальное значение 2.5 МВт, поскольку в действительности часть энергии содержится в пьедестале импульса, тогда как в расчетах в идеальном случае он мал. Для увеличения выходной энергии следует растягивать входные импульсы до больших длительностей, чтобы ми-

нимизировать действие керровской нелинейности и нелинейные фазовые искажения, которые достаточно сложно скомпенсировать с помощью дисперсионного компрессора.

6. Заключение

Разработан и исследован новый поляризационно-поддерживающий иттербиевый световод-конус для усиления ультракоротких импульсов до мегаваттного уровня пиковой мощности. Световод-конус является одномодовым на входном конце (диаметры сердцевин и оболочки 10 и 80 мкм) и многомодовым на выходе (диаметры 45 и 430 мкм), однако усиление ультракоротких импульсов в нем происходит в квазиодномодовом режиме. Данный световод со встречной многомодовой накачкой на длине волны 915 нм использован в качестве оконечного усилительного каскада гибридной волоконной Er/Yb-системы. Получены импульсы на длине волны 1.04 мкм с энергией 1 мкДж и длительностью 7 пс при частоте следования 1 МГц, которые с помощью дисперсионного компрессора на дифракционных решетках были сжаты с 60%-ной эффективностью до длительности 130 фс, близкой к длительности спектрально ограниченного импульса. Измерения формы импульсов, их временной и спектральной фаз осуществлялись с помощью программно-аппаратного комплекса FROG на основе метода оптического стробирования со спектральным разрешением. Пиковая мощность сжатых импульсов оценена в 2.5 МВт. Проведено математическое моделирование распространения ультракоротких импульсов в трехкаскадном иттербиевом усилителе и в пассивных волокнах, соединяющих каскады. Численные расчеты выполнены в рамках обобщенного нелинейного уравнения Шрёдингера методом SSFM с использованием быстрого фурье-преобразования. Полученные экспериментальные и численные результаты хорошо согласуются между собой. Показано, что в конусе-световоде при усилении импульсов длительностью 7 пс до энергии 1 мкДж начинает сказываться действие керровской нелинейности, поэтому для увеличения энергии и пиковой мощности сжатых импульсов следует сильнее растягивать входные сигналы.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 14-02-31645, 14-29-08217, 15-32-20641), фонда президента РФ для государственной поддержки молодых российских ученых (грант № МК-5947.2014.2), программ президиума РАН «Экстремальные световые поля и их приложения» и министерства образования и науки (соглашение № 02.В.49.21.0003).

1. Koplou J.P., Kliner D.A.V., Goldberg L. *Opt. Lett.*, **25**, 442 (2000).
2. Machewirth D., Khitrov V., Manyam U., Tankala K., Carter A., Abramczyk J., Farroni J., Guertin D., Jacobson N. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5335**, 140 (2004).
3. Jeong Y., Sahu J., Payne D., Nilsson J. *Opt. Express*, **12**, 6088 (2004).
4. Limpert J., Liem A., Reich M., Schreiber T., Nolte S., Zellmer H., Tünnermann A., Broeng J., Petersson A., Jakobsen C. *Opt. Express*, **12**, 1313 (2004).
5. Eidam T., Rothhardt J., Stutzki F., Jansen F., Hädrich S., Carstens H., Jauregui C., Limpert J., Tünnermann A. *Opt. Express*, **19**, 255 (2011).
6. Wong W.S., Peng X., McLaughlin J.M., Dong L. *Techn. Dig. Conf. on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science and Photonic Applications Systems Technologies* (New York: OSA, 2005, paper CPDB10).
7. Ramachandran S., Nicholson J.W., Ghalmi S., Yan M.F., Wisk P., Monberg E., Dimarcello F.V. *Opt. Lett.*, **31**, 1797 (2006).

8. Lavoute L., Roy P., Desfarges-Berthelemot A., Kermène V., Février S. *Opt. Express*, **14**, 2994 (2006).
9. Wang P., Cooper L.J., Sahu J.K., Clarkson W.A. *Opt. Lett.*, **31**, 226 (2006).
10. Liu C.-H., Chang G., Litchinister N., Guertin D., Jacobson N., Tankala K., Galvanauskas A. *Conf. on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science and Photonic Applications Systems Technologies*, OSA Technical Digest Series (CD) (New York: Optical Society of America, 2007, paper CTuBB3).
11. Gaponov D.A., Février S., Devautour M., Roy P., Likhachev M.E., Aleshkina S.S., Salganskii M.Y., Yashkov M.V., Guryanov A.N. *Opt. Lett.*, **35**, 2233 (2010).
12. Daniault L., Gaponov D.A., Hanna M., Février S., Roy P., Druon F., Georges P., Likhachev M.E., Salganskii M.Y., Yashkov M.V. *Appl. Phys. B*, **103**, 615 (2011).
13. Filippov V., Chamorovskii Yu., Kerttula J., Golant K., Pessa M., Okhotnikov O.G. *Opt. Express*, **16**, 1929 (2008).
14. Trikshev A.I., Kurkov A.S., Tsvetkov V.B., Filatova S.A., Kerttula J., Filippov V., Chamorovskiy Yu.K., Okhotnikov O.G. *Laser Phys. Lett.*, **10**, 065101 (2013).
15. Stacey C.D., Jenkins R.M., Banerji J., Davies A.R. *Opt. Commun.*, **269**, 310 (2007).
16. Jung Y., Jeong Y., Brambilla G., Richardson D.J. *Opt. Lett.*, **34**(15), 2369 (2009).
17. DiGiovanni D.J., MacChesney J.B., Komertani T.Y. *J. Non-Cryst. Sol.*, **113**, 58 (1989).
18. Likhachev M.E., Bubnov M.M., Zotov K.V., Lipatov D.S., Yashkov M.V., Guryanov A.N. *Opt. Lett.*, **34**, 3355 (2009).
19. Likhachev M., Aleshkina S., Shubin A., Bubnov M., Dianov E., Lipatov D., Guryanov A. *CLEO/Europe-EQEC 2011* (Munich, Germany, 2011, paper CJ.P.24).
20. Vukovic N., Broderick N.G., Petrovich M., Brambilla G., *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **20**, 1264 (2008).
21. Bogatyrev V.A., Bubnov M.M., Dianov E.M., Kurkov A.S., Mamyshev P.V., Prokhorov A.M., Romyantsev S.D., Semenov V.A., Semenov S.L., Sysoliatin A.A., Chernikov S.V., Gur'yanov A.N., Devyatikh G.G., Miroshnichenko S.I. *J. Lightwave Technol.*, **9**, 561 (1991).
22. Bogatyryov V.A., Sysoliatin A.A. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4204**, 274 (2001).
23. Andrianov A., Anashkina E., Muravyev S., Kim A. *Opt. Lett.*, **35**, 3805 (2010).
24. Tu H., Lægsgaard J., Zhang R., Tong S., Liu Y., Boppart S.A. *Opt. Express*, **21**, 23188 (2013).
25. Андрианов А.В., Анашкина Е.А., Муравьев С.В., Ким А.В. *Квантовая электроника*, **43**, 256 (2013).
26. Anashkina E.A., Andrianov A.V., Akhmedzhanov R.A., Piyakov I.E., Kim A.V., Mironov V.A., Muravyev S.V., Suvorov E.V., Tokman M.D., Fadeev D.A., Shishkin B.V. *Phys. Wave Phenomena*, **22**, 202 (2014).
27. Agrawal G.P. *Nonlinear Fiber Optics* (London: Elsevier, 2013).
28. Chi S., Chang C.W., Wen S. *Opt. Commun.*, **106**, 193 (1994).
29. Снайдер А., Лав Д. *Теория оптических воловодов* (М.: Радио и связь, 1987).
30. Andrianov A., Anashkina E., Kim A., Meyerov I., Lebedev S., Sergeev A., Mourou G. *Opt. Express*, **22**, 28256 (2014).