

Харенко Денис Сергеевич

**Генерация и масштабирование диссипативных  
солитонов в полностью волоконной схеме  
фемтосекундного иттербиевого лазера**

01.04.05 «Оптика»

**АВТОРЕФЕРАТ**

диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институте автоматики и электрометрии Сибирского отделения Российской академии наук (ИАиЭ СО РАН) и на кафедре квантовой оптики Федерального государственного бюджетного образовательного учреждения высшего профессионального образования «Новосибирский национальный исследовательский государственный университет» (НГУ)

Научный руководитель: доктор физико-математических наук  
Подivilов Евгений Вадимович

Официальные оппоненты: Смирнов Сергей Валерьевич  
кандидат физико-математических наук  
НГУ, старший научный сотрудник

Курков Александр Семёнович  
доктор физико-математических наук  
Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Институт общей физики  
им. А. М. Прохорова Российской академии  
наук, ведущий научный сотрудник

Ведущая организация: Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Институт лазерной физи-  
ки Сибирского отделения Российской акаде-  
мии наук (ИЛФ СО РАН)

Защита состоится «\_\_\_\_\_» \_\_\_\_\_ 2012 г. в \_\_\_\_\_ часов на заседании дис-  
сертационного совета Д 003.005.01 при Федеральном государственном бюд-  
жетном учреждении науки Институте автоматики и электрометрии Сибир-  
ского отделения Российской академии наук по адресу: 630090, г. Новосибирск,  
проспект Академика Коптюга, 1.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИАиЭ СО РАН.

Автореферат разослан «\_\_\_\_\_» \_\_\_\_\_ 2012 г.

Ученый секретарь  
диссертационного совета  
д.ф.-м.н.

Насыров К. А.

## Общая характеристика работы

**Актуальность работы.** Из всего многообразия лазеров, представленных на текущий момент, одними из самых бурно развивающихся являются волоконные лазеры [1, 2]. Резонатор таких лазеров формируется из оптического волокна — кварцевого световода с характерными диаметрами оболочки  $\sim 125$  мкм и сердцевины  $\sim 6$  мкм. Разницу показателей преломления между оболочкой и сердцевиной выбирают таким образом, чтобы световод поддерживал только одну поперечную моду для выбранного спектрального диапазона. Для создания активных волоконных световодов сердцевину легируют редкоземельными элементами. Наиболее часто для этих целей применяют иттербий и эрбий [3]. Общими преимуществами лазеров на волоконных световодах являются: высокое качество выходного излучения (поддерживается только основная поперечная мода); отсутствие юстировочных элементов (излучение генерируется внутри волоконного резонатора) и объёмной оптики, требующих регулярного обслуживания; компактность и относительно высокая эффективность ( $\geq 80\%$  по накачке) [3]. Сама накачка является оптической и, как правило, осуществляется полупроводниковыми лазерными диодами с волоконным выводом излучения в сердцевину или в оболочку волокна, что обеспечивает высокую надёжность и простоту такого решения. Спектр волоконных лазеров чрезвычайно широк: от непрерывных одночастотных лазеров с распределённой обратной связью [4] до импульсных широкополосных, включая наносекундные (лазеры с модуляцией добротности [5]), пикосекундные и фемтосекундные лазеры с синхронизацией мод [6].

В волоконных фемтосекундных лазерах из волокон с различными значениями дисперсии и нелинейности можно сконструировать добротный резонатор как с чисто аномальной, так и с близкой к нулю или нормальной дисперсией [7]. В зависимости от величины полной дисперсии резонатора реализуются существенно разные режимы импульсной генерации. В среде с чисто аномальной дисперсией генерируются спектрально ограниченные оптические импульсы, которые принято называть солитонами [8, 9], т. е. уединёнными волнами, распространяющимися без изменения формы и длительности за счёт взаимной компенсации дисперсионного и нелинейного уширения. А полностью нормальная дисперсия позволяет получить режим так называемых чирпованных (с линейной частотной модуляцией) импульсов — диссипативных солитонов (ДС), энергия которых за счёт большей длительности при той же пиковой мощности может превышать энергию классических солитонов в десятки и сотни раз. Такие импульсы легко усиливаются и могут быть сжаты внешним компрессором до длительности 35–200 фс [10]. Энергия импульсов растёт с увеличением длины и диаметра сердцевины световода [11, 12], но при удлинении резонатора наблюдаются ограничения, связанные с потерей

стабильности ДС. При этом в перспективной для применений полностью волоконной схеме иттербиевого лазера максимальная энергия ДС составляет  $\sim 4$  нДж [13], тогда как в частично-волоконной схеме при использовании стандартных одномодовых световодов энергия ДС достигает  $\sim 20$  нДж [11]. Поэтому актуальной является задача о повышении энергии импульсов ДС за счёт удлинения резонатора в полностью волоконной схеме. Фемтосекундные генераторы с высокой энергией в импульсе потенциально могут прийти на смену традиционным, гораздо более сложным и дорогим, системам усиления фемтосекундных импульсов в таких приложениях, как генерация суперконтинуума и гармоник высоких порядков [14], генерация терагерцового излучения [15] и создание наноструктур в прозрачных диэлектрических материалах [16].

**Цель диссертационной работы** состоит в теоретическом и экспериментальном изучении вопроса об увеличении энергии импульсов в схеме генератора чирпованных диссипативных солитонов (ДС) путём удлинения резонатора (уменьшения частоты повторения генерируемых импульсов). В рамках этого вопроса сформулированы следующие задачи:

- Исследование причин потери стабильности диссипативного солитона при увеличении длины резонатора волоконного лазера с синхронизацией мод на основе эффекта нелинейного вращения поляризации.
- Исследование возможностей масштабирования диссипативного солитона по энергии за счёт увеличения длины резонатора волоконного лазера при сохранении стабильного режима генерации.
- Создание полностью волоконного генератора сильночирпованных фемтосекундных импульсов с высокой энергией (10–100 нДж) и малой частотой повторения (1–10 МГц).
- Получение и исследование предельных параметров генерируемых импульсов и сравнение их с рассчитанными в рамках аналитической модели генерации сильночирпованных ДС [17].

**Научная новизна.** Впервые проведен анализ области применимости и стабильности приближенного аналитического решения [17], описывающего работу генератора сильночирпованных диссипативных солитонов и его сравнение с экспериментальными данными. Установлено, что отличие эксперимента от аналитики, возникающее при попытке масштабирования полностью волоконного генератора с нормальной дисперсией резонатора и синхронизацией мод на основе эффекта нелинейного вращения поляризации, связано

с чрезмерным вращением эллипса поляризации. Также впервые предложен и реализован принцип построения резонатора лазера из двух функциональных частей: длинного участка из волокна с сохранением состояния поляризации и короткого участка из стандартного одномодового волокна,— позволяющий отделить эффекты, ответственные за формирование сильночирпованного диссипативного солитона в длинном резонаторе, от эффекта нелинейного вращения поляризации, ответственного за синхронизацию мод. В результате энергия ДС в полностью волоконной схеме увеличена почти на порядок. Установлено, что следующим фактором, ограничивающим масштабирование волоконного фемтосекундного генератора, является эффект вынужденного комбинационного рассеяния.

**Практическая значимость.** В работе продемонстрирована возможность эффективного масштабирования полностью волоконного генератора фемтосекундных импульсов по энергии за счёт увеличения длины резонатора. Комбинация данного подхода с уже исследованной другими авторами возможностью масштабирования путём увеличения диаметра моды открывает путь для создания полностью волоконных генераторов с энергией  $\sim 500$  нДж и длительностью  $\sim 200$  фс после сжатия во внешнем компрессоре.

**На защиту выносятся следующие положения:**

1. Для волоконного лазера с синхронизацией мод на основе эффекта нелинейного вращения поляризации в одномодовом световоде существует критический угол поворота эллипса поляризации ( $\sim \pi/2$ ), после превышения которого рост энергии диссипативного солитона (ДС) прекращается, режим ДС становится неустойчивым, а синхронизация мод — стохастической.
2. Разделение эффектов, ответственных за синхронизацию мод и за формирование диссипативного солитона, возможно в резонаторе, состоящем из короткого участка стандартного одномодового волокна, не сохраняющего состояние поляризации, и длинного участка волокна, сохраняющего состояние поляризации.
3. При удлинении участка резонатора, состоящего из волокна, сохраняющего состояние поляризации, за счёт роста длительности ДС происходит значительное увеличение энергии импульсов без ухудшения их стабильности и эффективности сжатия внешним компрессором.
4. Главным ограничением энергии импульса при масштабировании ДС за счёт увеличения длины резонатора является эффект вынужденного

комбинационного рассеяния (ВКР), однако при этом режим генерации остается стабильным.

**Апробация работы.** Основные результаты диссертационной работы докладывались на следующих конференциях и семинарах: Всероссийская конференция по волоконной оптике ВКВО-2011 (Пермь, Россия); 20th International Laser Physics Workshop - LPHYS-2011 (Sarajevo, Bosnia and Herzegovina); Российский семинар по волоконным лазерам 2012 (Новосибирск, Россия); Photonics Global Conference 2012 (Singapore); а также на совместных научных семинарах УНЦ «Квантовая оптика» ИАиЭ СО РАН и НГУ.

**Публикации.** Соискатель имеет 7 опубликованных работ по теме диссертации, включая материалы конференций и семинаров. Три работы [A1, A2, A3] опубликованы в ведущих рецензируемых научных журналах и изданиях, определённых Высшей аттестационной комиссией.

**Личный вклад автора.** Все экспериментальные результаты, изложенные в работе, получены автором лично. Он также активно участвовал в постановке задач для численного расчёта, в обсуждениях полученных результатов и их интерпретации, в подготовке научных статей. Автор провёл сравнение аналитической модели и численного расчёта с экспериментальными данными, а также осуществил реализацию и оптимизацию новой схемы полностью волоконного фемтосекундного лазера с разделением эффектов нелинейного и дисперсионного набега фаз и нелинейного вращения поляризации.

**Структура и объем диссертации.** Диссертация состоит из введения, трёх глав, заключения, списка литературы, содержания, а также списка условных обозначений и сокращений. Работа изложена на 88 страницах машинописного текста, содержит 23 рисунка и 2 таблицы. Список литературы содержит 102 ссылки.

## Содержание работы

**Во Введении** кратко перечислены преимущества волоконных лазеров в целом и особенности фемтосекундных волоконных лазеров, обоснована актуальность и практическая значимость исследований режима генерации сверхкоротких диссипативных солитонов, приведено краткое описание проблемы на момент начала работы, сформулирована цель и представлены выносимые на защиту научные положения. Также изложено краткое содержание каждой из глав диссертации.

**В первой главе** содержится описание типичных экспериментальных реализаций фемтосекундных волоконных лазеров. Обсуждаются преимущества и недостатки наиболее часто используемых способов синхронизации мод в волоконных фемтосекундных лазерах. Особое внимание уделено описанию принципа синхронизации мод на основе эффекта нелинейного вращения поляризации (НВП). В главе также приведены способы теоретического описания фемтосекундного генератора — скалярная модель на базе обобщенного уравнения Гинзбурга-Ландау (УГЛ), аналитическое решение УГЛ в приближении большого чирпа, векторная модель, позволяющая напрямую рассчитать действие эффекта НВП. Обобщенное УГЛ записывается как [17]:

$$\frac{\partial A}{\partial z} = i \left( \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \gamma |A|^2 \right) A + \left( -\sigma + \alpha \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \kappa |A|^2 (1 - \zeta |A|^2) \right) A, \quad (1)$$

где  $\sigma$  — разница потерь и насыщенного усиления,  $\alpha$  — параметр спектральной фильтрации,  $\beta_2$  — коэффициент дисперсии оптического волокна,  $\gamma$  — коэффициент нелинейности оптического волокна,  $\kappa$  — коэффициент амплитудной самомодуляции (АСМ),  $\zeta$  — коэффициент насыщения АСМ,  $A$  — амплитуда и  $|A|^2$  — интенсивность электромагнитного поля.

Описаны применяемые численные методы. Завершает главу параграф, содержащий результаты измерений параметров волоконных элементов экспериментальной установки, которые использовались в последующем численном расчёте и различных оценках.

**Во второй главе** описаны теоретические предпосылки для поиска параметров масштабирования. Особое внимание уделено случаю сильночирпованных диссипативных солитонов (СЧДС). Для этого случая существует приближенное аналитическое решение уравнения (1) [17], которое записывается в неявном виде:

$$\operatorname{arctanh} \left( \frac{\Omega(t)}{\Delta} \right) + \frac{1}{R} \operatorname{arctan} \left( \frac{\Omega(t)}{R\Delta} \right) = \frac{t}{T}. \quad (2)$$

$$I(\omega) \equiv \left| \int dz \sqrt{P(t)} e^{i\varphi(t) - i\omega t} \right|^2 \simeq \frac{6\pi\gamma}{\zeta\kappa} \frac{H(\Delta^2 - \omega^2)}{\omega^2 + R^2\Delta^2}, \quad (3)$$

где  $\Delta = \sqrt{2\gamma/\beta_2 \cdot P_m}$  — максимальная отстройка частоты (полуширина спектра СЧДС),  $P_m$  — пиковая мощность импульса,  $T = 6\gamma^2/(\beta_2\zeta\kappa\Delta^3(1+R^2))$  — полудлительность импульса,  $\Omega(t)$  — мгновенная частота,  $H(x)$  — функция Хевисайда. Из вида этих уравнений следует, что форма как временной (2), так и спектральной (3) огибающих определяется только одним безразмерным параметром  $R = ((1+2\alpha\gamma/\beta_2\kappa)/(\zeta P_m) - 5/3)^{1/2}$ , из чего можно сделать вывод о

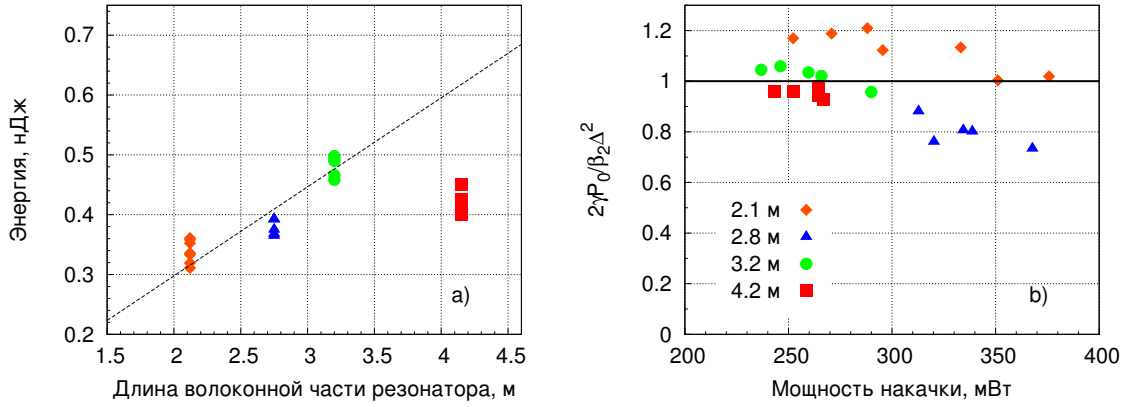


Рис. 1. Энергия импульса на выходе из резонатора в зависимости от длины резонатора (символы — различные уровни накачки, пунктир — линейная аппроксимация по первым трём группам точек) (a) и отношение нелинейного и дисперсионного набегов фаз в резонаторе в зависимости от мощности накачки (при различных длинах резонатора)(b)

возможности масштабирования данного решения по любой паре параметров, входящих в  $R$  в виде отношения. Например, одновременное увеличение суммарной дисперсии и нелинейности резонатора, что соответствует простому увеличению его длины, не изменяет параметр  $R$ , но приводит к линейному росту параметра чирпа импульса  $f = \Delta \cdot T$ . Стабильность приближенного аналитического решения уравнения (1), область его существования и применимости (по величине параметра чирпа) исследовались численно.

Сравнение численного расчёта с аналитическим решением в характерных точках области существования положительной ветви решения показало их совпадение с точностью до  $10^{-2} - 10^{-4}$ . Исследована зависимость формы огибающей решений от значения параметра  $R$ . При  $R = 2.5$  форма импульса хорошо приближается формулой  $\text{sech}^2$ , т.е. близка к форме стандартного солитона УГЛ. С уменьшением  $R$  до 0.5 форма хорошо описывается параболой. В предельном случае ( $R \rightarrow 0$ ) импульс принимает вид, близкий к прямоугольному. Полученные теоретические результаты позволяют классифицировать наблюдаемые экспериментально СЧДС и оптимизировать экспериментальные схемы для получения импульсов с различными формами и параметрами в условиях резонатора с полностью нормальной дисперсией.

Во втором параграфе главы экспериментально исследована зависимость энергии импульса и параметра чирпа от длины резонатора. Полученные зависимости энергии и баланса дисперсионного и нелинейного набег фаз от длины резонатора и мощности накачки ( $2\gamma P_0/\beta_2\Delta^2 = 1$ , где  $P_0$  — средняя за обход пиковая мощность импульса) приведены на рис. 1. Вводится понятие критического угла поворота эллипса поляризации для резонатора волоконного фемтосекундного лазера, состоящего из стандартного одномодового волокна, после превышения которого рост энергии прекращается, при этом во всём



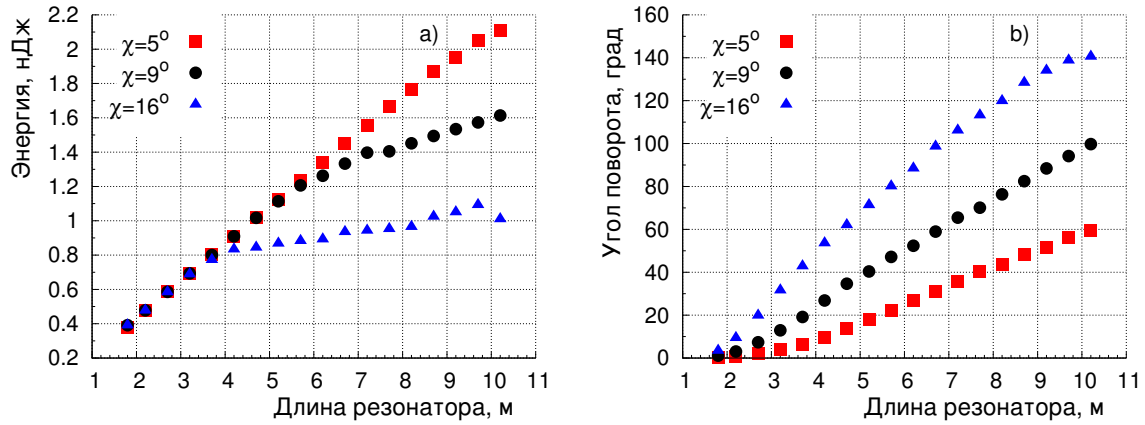


Рис. 2. Векторная модель: энергия импульса на выходе из резонатора (а) и угол поворота эллипса поляризации за обход (б) в зависимости от длины резонатора и угла поворота четверть-волновой пластинки  $\chi$ , определяющего эллиптичность излучения

диапазоне экспериментальных параметров условие равенства дисперсионного и нелинейного набега выполняется с точностью 20% (рис. 1.b). Полученные экспериментальные зависимости согласуются с результатами численного расчёта, выполненного в векторной модели [18], где эффект НВП моделируется непосредственно через взаимодействие ортогональных поляризаций в оптическом волокне.

Зависимости рассчитанных значений выходной энергии лазера и значений нелинейного угла поворота эллипса поляризации от длины резонатора приведены на рис. 2.a и рис. 2.b соответственно. Здесь видно, что при малых длинах резонатора выходная энергия растёт линейно. Линейную зависимость даёт и аналитическая модель. Однако с дальнейшим увеличением длины характер кривой меняется — после определённой длины, при которой угол поворота начинает превышать некоторое критическое значение, характер роста энергии изменяется, что и наблюдается в эксперименте. Значение суммарного за проход резонатора угла поворота зависит от длины резонатора и эллиптичности излучения и растёт с увеличением эллиптичности. Уменьшая эллиптичность, можно увеличить длину резонатора и энергию импульса без превышения критического угла поворота, однако в эксперименте минимальная эллиптичность ограничена случайным двулучепреломлением в волокне. На рис. 2.b приведено значение угла нелинейного поворота эллипса поляризации излучения за проход резонатора. Видно, что при приближении к длине, при которой изменяется характер роста энергии, угол поворота становится близок к  $\pi/2$ , что соответствует насыщению АСМ. Таким образом, если синхронизация мод в волоконном фемтосекундном лазере достигается за счёт эффекта НВП, то соотношение между эллиптичностью излучения, коэффициентом усиления и длиной резонатора должно быть таким, чтобы суммарный угол поворота эллипса был менее  $\pi/2$ . Только в этом случае вы-

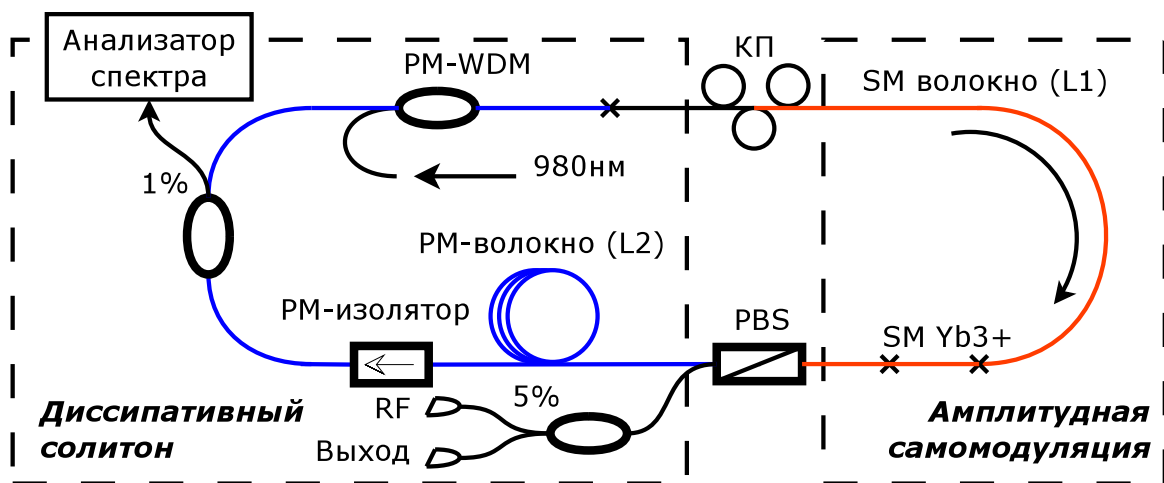


Рис. 3. Схема фемтосекундного лазера с новой PM-SM-конфигурацией резонатора

ходная энергия излучения будет максимальной при устойчивом одноимпульсном режиме. Иначе реализуется многоимпульсный режим, либо теряется стабильность.

В конце главы на основе проведённых исследований предложен новый подход, позволяющий значительно увеличить длину резонатора без превышения критического угла. Он заключается в использовании волокна с сохранением поляризации совместно с отрезком волокна без сохранения поляризации. На участке с сохранением поляризации будут набираться нелинейный и дисперсионный набег фазы, необходимые для формирования сильночирпованного диссипативного солитона, а на участке с волокном без сохранения поляризации — вращение эллипса поляризации, необходимое для устойчивой синхронизации мод.

**В третьей главе** приведено подробное описание и экспериментальная реализация предложенного подхода в полностью волоконной схеме резонатора. Новая схема эксперимента состоит из длинного участка волокна, сохраняющего состояние поляризации (polarization maintaining - PM), и короткого участка стандартного одномодового (single mode - SM) волокна. На основании проведённых исследований было установлено, что именно эта конфигурация резонатора может обеспечить возможность дальнейшего масштабирования ДС по энергии при сохранении стабильного режима генерации. Описаны возможные варианты взаимного расположения элементов резонатора. Оптимальное расположение было найдено экспериментально, и представлено на рис. 3. Здесь, часть резонатора, состоящая из SM-волокна, включает в себя отрезок пассивного волокна (Nufern 1060-XP) и короткий (15 см) участок сильно-легированного активного волокна (CorActive Yb-17-05). Перечисленные элементы выделены в пунктирный блок (справа). Контроллер поляризации (КП) и поляризационный делитель (PBS), установленные до и после

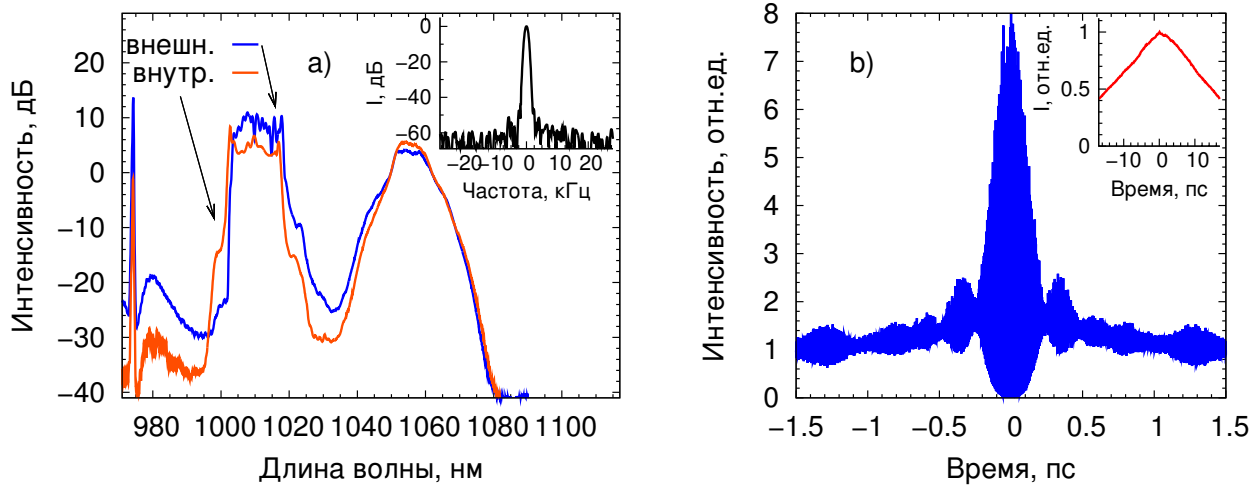


Рис. 4. Характерный оптический спектр внутри (внутр.) и вне резонатора (внешн.) лазера, на вставке — типичный вид радиочастотного спектра, измеренного вблизи частоты 750 МГц (а) и интерференционная АКФ сжатого импульса, на вставке — АКФ по интенсивности для chirпованного ДС (б)

участка SM-волокна соответственно, обеспечивают синхронизацию мод на основе эффекта НВП. Полная длина SM-участка составляет  $L_1 \simeq 1.5$  м и является оптимальной с точки зрения стабильности генерации и максимальной выходной энергии импульсов. При чрезмерном уменьшении данного участка увеличивается порог генерации по накачке, а при увеличении длины получить синхронизацию мод становится невозможным. При достаточно большой длине генерация начинается при меньшем уровне накачки, но с дальнейшим её увеличением становится нестабильной, переходя в стохастическую или многоимпульсную.

PM-часть состоит исключительно из компонент, сохраняющих состояние поляризации: длинный участок пассивного PM-волокна Nufern PM980-XP ( $L_2 \simeq 25$  м), PM-изолятор, PM-ответвитель (для измерения внутрирезонаторных характеристик) и спектрально-селективный ответвитель (PM-WDM) для ввода излучения накачки в резонатор. Соответствующая часть резонатора также выделена пунктирным блоком (слева).

Частота повторения импульсов составила  $\sim 7$  МГц при полной длине резонатора 30 м, что почти в два раза больше, чем в [11] при том же уровне энергии импульса. Режим СЧДС остаётся стабильным, однако при большей длине появляются новые факторы, ограничивающие энергию, а именно, эффект ВКР. В спектре генерации, представленном на рис. 4.а, видно, что помимо спектра солитона, центрированного на 1010 нм, появился стоксов пик ВКР, отстоящий на 45 нм. Отметим, что о наблюдении стоксовой компоненты ВКР в высокоэнергетичном импульсном волоконном лазере сравнимой длины было упомянуто в работе [19], но этот факт остался без внимания и эффект

не был исследован. Пик ВКР возрастает с увеличением мощности накачки и может достигнуть энергии, сравнимой с энергией СЧДС, тем самым существенно ограничивая максимальную энергию солитона. Несмотря на значительные потери энергии, режим генерации ДС остаётся стабильным и основной солитон не разрушается, а качество синхронизации мод, о котором можно судить по измерению радиочастотного спектра в районе 750 МГц, представленном на вставке рис. 4.а, не ухудшается. Пик радиочастотного спектра имеет ширину порядка 1 кГц, что определяется аппаратной функцией прибора, а контраст достигает 60 дБ, что говорит об очень качественной синхронизации мод. Пример автокорреляционной функции (АКФ) по интенсивности для импульса СЧДС, генерируемого в резонаторе длиной 30 м, представлен на вставке рис. 4.б. Треугольная форма АКФ соответствует прямоугольной форме импульса с длительностью  $T_{chirped} \simeq 30$  пс. Во внешнем компрессоре такой импульс был сжат до  $T_{sl} \sim 200$  фс, рис. 4.б.

Максимальное значение энергии, полученной на выходе из поляризационного делителя, составляет 23 нДж, что соответствует средней выходной мощности в 150 мВт при мощности накачки в 390 мВт. При этом 17–19 нДж, в зависимости от настройки, содержится непосредственно в СЧДС, а остальное — в излучении стоксова импульса. По нашим данным полученное значение энергии солитона почти на порядок больше, чем в предыдущих полностью волоконных схемах [13] и сравнимо с лучшими результатами, полученными в частично-волоконной схеме без применения волокон с увеличенным диаметром моды [11]. Таким образом было установлено, что представленная схема полностью волоконного фемтосекундного лазера, состоящая из короткого участка SM-волокна и длинного участка PM-волокна, действительно позволяет провести масштабирование по энергии путём увеличения длины резонатора.

Также в главе продемонстрировано существование стабильного режима СЧДС при удлинении резонатора вплоть до 120 метров. Результаты экспериментов представлены в таблице, где  $L$  — суммарная длина резонатора,  $F$  —

Таблица. Параметры СЧДС при масштабировании по длине резонатора

$L$ , м	$F$ , МГц	$\varepsilon$ , нДж	$\varepsilon_R$ , нДж	$T_{sl}$ , фс	$T_{chirped}$ , пс	$T_{shift}$ , пс
30	7.2	17–19	2–4	200–240	30	50
60	3.4	23	4	280	40	110
90	2.4	23	4.5	300	60	150
120	1.7	20*	5	$\sim 300$	70	210

частота повторения импульсов,  $\varepsilon$  — полученная энергия импульса СЧДС,  $\varepsilon_R$  — энергия импульса ВКР,  $T_{sl}$  — длительность импульса СЧДС после сжатия,  $T_{chirped}$  — длительность chirпованного импульса (соответствует ширине на полувысоте АКФ по интенсивности для формы импульса, близкой к пря-

моугольной),  $T_{shift}$  — величина задержки между импульсом солитона и импульсом ВКР на выходе из резонатора, \* — значение получено при меньшей мощности накачки.

Ширина пика радиочастотного спектра во всех случаях соответствовала аппаратной функции прибора, а его характерный вид соответствовал представленному на вставке рис. 4.а. Также при всех длинах резонатора импульсы могли быть сжаты внешним компрессором (характерные значения полученных длительностей сжатых импульсов приведены в таблице). С ростом длины резонатора  $\geq 60$  м энергия СЧДС насыщается, а коэффициент сжатия достигает  $> 200$ , что по нашим данным на текущий момент является рекордным значением.

Особое внимание уделено исследованию эффекта ВКР, ограничивающего увеличение энергии импульса при удлинении резонатора. Установлено, что генерация ВКР происходит с уровня шума за один обход резонатора. На входе в РМ-часть резонатора происходит эффективная перекачка энергии в стоксову компоненту, а после уменьшения пиковой мощности СЧДС ниже порога генерации ВКР импульсы распространяются независимо. Приведены измерения АКФ стоксового импульса кросс-корреляционной функции между импульсом СЧДС и импульсом ВКР (измеренные значения задержки приведены в таблице), подтверждающие сделанные выводы. Известно, что при увеличении диаметра сердцевины световода роль ВКР значительно снижается [19]. В последнем параграфе главы обсуждается одновременное масштабирование по длине резонатора и диаметру моды как способ значительного увеличения энергии импульса в полностью волоконной схеме.

**В Заключение** приведены основные результаты работы:

1. На основе аналитической модели фемтосекундного генератора найдена область существования устойчивого сильночирпованного диссипативного солитона (СЧДС). Экспериментально показано, что для СЧДС выполняется равенство нелинейного и дисперсионного набегов фазы, а параметр чирпа и энергия растут линейно при удлинении резонатора. При этом для волоконного фемтосекундного лазера с синхронизацией мод на основе эффекта нелинейного вращения поляризации (НВП) с резонатором из стандартного одномодового волокна существует критический угол поворота эллипса поляризации ( $\sim \pi/2$ ), после превышения которого рост энергии солитона прекращается, режим СЧДС становится неустойчивым, а синхронизация мод — стохастической.
2. Предложена и реализована новая схема полностью волоконного фемтосекундного лазера с резонатором, состоящем из короткого отрезка стандартного одномодового волокна и длинного волокна с сохранени-

ем поляризации, позволяющая разделить эффекты, ответственные за синхронизацию мод и формирование диссипативного солитона.

3. В предложенной схеме экспериментально продемонстрирована возможность масштабирования диссипативного солитона по энергии при удлинении РМ-части резонатора за счёт большего чирпования импульса — в полностью волоконном кольцевом резонаторе длиной до 120 м получена стабильная генерация диссипативных солитонов с параметром чирпа  $f = \Delta \cdot T \sim 200$ .
4. Установлено, что при увеличении длины резонатора рост энергии СЧДС ограничен эффектом ВКР: в резонаторе формируется стоксов импульс, которому передаётся значительная часть энергии СЧДС, но, несмотря на это, режим генерации остаётся стабильным. Показано, что импульс ВКР сдвинут от основного (СЧДС) по спектру (на стоксов сдвиг 45 нм) и по времени (из-за разницы групповых скоростей) и рождается на коротком начальном участке за один обход резонатора. Пороговая энергия СЧДС в иттербиевом лазере на основе волокна с диаметром сердцевины  $\sim 5.5$  мкм составляет  $\sim 10$  нДж внутри резонатора, при этом максимальная энергия СЧДС на выходе достигает  $\sim 25$  нДж.

## Список работ, опубликованных по теме диссертации

- [A1]. Kharenko D. S., Shtyrina O. V., Yarutkina I. A. et al. Highly chirped dissipative solitons as a one-parameter family of stable solutions of the cubic-quintic Ginzburg-Landau equation // Journal of the Optical Society of America B. — 2011. — Vol. 28, no. 10. — P. 2314–2319.
- [A2]. Kharenko D. S., Shtyrina O. V., Yarutkina I. A. et al. Generation and scaling of highly-chirped dissipative solitons in an Yb-doped fiber laser // Laser Physics Letters. — 2012. — Vol. 668, no. 9. — P. 662–668.
- [A3]. Kharenko D. S., Podivilov E. V., Apolonski A. A., Babin S. A. 20 nJ 200 fs all-fiber highly-chirped dissipative soliton oscillator // Optics Letters. — 2012. — Vol. 37, no. 19. — P. 4104–4106.
- [A4]. Харенко Д. С., Бабин С. А., Подивилов Е. В. и др. Генерация сильночирпованных диссипативных солитонов в волоконном резонаторе без спектральных фильтров // Фотон-экспресс (Спецвыпуск: 3 Всероссийская конференция по волоконной оптике, г. Пермь, 12-14 октября 2011 г.). — 2011. — Т. 94, № 6. — С. 58–59.

- [A5]. Kharenko D. S., Shtyrina O. V., Yarutkina I. A. et al. Highly-chirped dissipative solitons generated in the normal-dispersion fiber oscillator without spectral filtering // 20th International Laser Physics Workshop - LPHYS'11. — Technical Digest. — Sarajevo, 2011. — paper 8.4.4.
- [A6]. Харенко Д. С., Бабин С. А., Подивилов Е. В. и др. Экспериментальная проверка аналитической модели генерации сильночирпованных диссипативных солитонов в волоконном лазере // Материалы Российского семинара по волоконным лазерам 2012. — Новосибирск, 2012. — С. 117–118.
- [A7]. Kharenko D. S., Podivilov E. V., Apolonski A. A., Babin S. A. New effects at cavity lengthening of an all-fiber dissipative soliton oscillator // Photonics Global Conference 2012. — Technical Digest. — Singapore, 2012. — invited paper 3-3F-2.

## Список цитируемых работ

- [1]. Агравал Г. Нелинейная волоконная оптика. — Москва : Мир, 1996.
- [2]. Digonnet M. J. F. Rare-Earth-Doped Fiber Lasers and Amplifiers. — Marcel Dekker Inc., 2001.
- [3]. Курков А. С., Дианов Е. М. Непрерывные волоконные лазеры средней мощности // Квантовая электроника. — 2004. — Т. 34, № 10. — С. 881–900.
- [4]. Kringlebotn J. T., Archambault J. L., Reekie L., Payne D. N. Er(3+):Yb(3+)-codoped fiber distributed-feedback laser. // Optics Letters. — 1994. — Vol. 19, no. 24. — P. 2101–2103.
- [5]. Gaeta C. J., Digonnet M. J. F., Shaw H. J. Pulse Characteristics of Q-Switched Fiber Lasers // Journal of Lightwave Technology. — 1987. — Vol. LT-5, no. 12. — P. 1645–1651.
- [6]. Haus H. A., Fellow L. Mode-Locking of Lasers // IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. — 2000. — Vol. 6, no. 6. — P. 1173–1185.
- [7]. Lim H., Ilday F. O., Wise F. W. Generation of 2-nJ pulses from a femtosecond ytterbium fiber laser. // Optics Letters. — 2003. — Vol. 28, no. 8. — P. 660–662.
- [8]. Duling IN III. Subpicosecond all-fibre erbium laser // Electronics Letters. — 1991. — Vol. 27, no. 6. — P. 544–545.

- [9]. Nakazawa M, Yoshida E, Kimura Y. Generation of 98 fs optical pulses directly from an erbium-doped fibre ring laser at 1.57  $\mu\text{m}$  // *Electronics Letters*. — 1993. — Vol. 29, no. 1. — P. 63–65.
- [10]. Rothhardt J., Hädrich S., Gottschall T. et al. Compact fiber amplifier pumped OPCPA system delivering Gigawatt peak power 35 fs pulses. // *Optics Express*. — 2009. — Vol. 17, no. 26. — P. 24130–24136.
- [11]. Chong A., Renninger W. H., Wise F. W. All-normal-dispersion femtosecond fiber laser with pulse energy above 20 nJ. // *Optics Letters*. — 2007. — Vol. 32, no. 16. — P. 2408–2410.
- [12]. Lefrançois S., Kieu K., Deng Y. et al. Scaling of dissipative soliton fiber lasers to megawatt peak powers by use of large-area photonic crystal fiber. // *Optics Letters*. — 2010. — Vol. 35, no. 10. — P. 1569–1571.
- [13]. Mortag D., Wandt D., Morgner U. et al. Sub-80-fs pulses from an all-fiber-integrated dissipative-soliton laser at 1  $\mu\text{m}$ . // *Optics Express*. — 2011. — Vol. 19, no. 2. — P. 546–551.
- [14]. Hartl I., Schibli T. R., Marcinkevicius A. et al. Cavity-enhanced similariton Yb-fiber laser frequency comb:  $3 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$  peak intensity at 136 MHz // *Optics Letters*. — 2007. — Vol. 32, no. 19. — P. 2870–2872.
- [15]. Hoffmann M. C., Yeh K.-L., Hwang H. Y. et al. Fiber laser pumped high average power single-cycle terahertz pulse source // *Applied Physics Letters*. — 2008. — Vol. 93, no. 14. — P. 141107/1–3.
- [16]. Schaffer C. B., Brodeur A., García J. F., Mazur E. Micromachining bulk glass by use of femtosecond laser pulses with nanojoule energy. // *Optics Letters*. — 2001. — Vol. 26, no. 2. — P. 93–95.
- [17]. Podivilov E. V., Kalashnikov V. L. Heavily-chirped solitary pulses in the normal dispersion region: New solutions of the cubic-quintic complex Ginzburg-Landau equation // *Письма в ЖЭТФ*. — 2005. — Т. 82, № 8. — С. 524–528.
- [18]. Tang D. Y., Zhao L. M., Zhao B., Liu A. Q. Mechanism of multisoliton formation and soliton energy quantization in passively mode-locked fiber lasers // *Physical Review A*. — 2005. — Vol. 72, no. 4. — P. 043816/1–9.
- [19]. Kobtsev S. M., Kukarin S. V., Fedotov Y. S., Ivanenko A. V. High-energy femtosecond 1086/543-nm fiber system for nano- and micromachining in transparent materials and on solid surfaces // *Laser Physics*. — 2011. — Vol. 21, no. 2. — P. 308–311.



Подписано в печать 07.11.2012 г. Печать цифровая.  
Бумага офсетная. Формат 60x84/16. Усл. печ. л. 1.  
Тираж 100 экз. Заказ № 121.

Отпечатано в типографии «Срочная полиграфия»  
ИП Малыгин Алексей Михайлович  
630090, Новосибирск, пр-т Академика Лаврентьева, 6/1, оф.104  
Тел. (383) 217-43-46, 8-913-922-19-07