

*На правах рукописи*

Скобелев Сергей Александрович

**САМОВОЗДЕЙСТВИЕ  
ШИРОКОПОЛОСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ  
И ФОРМИРОВАНИЕ ПРЕДЕЛЬНО КОРОТКИХ  
ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ**

01.04.21 – лазерная физика

**А в т о р е ф е р а т**  
диссертации на соискание ученой степени  
доктора физико-математических наук

Нижегород – 2015

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном научном учреждении «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук», г. Нижний Новгород

Официальные  
оппоненты

**Бакунов Михаил Иванович**,  
доктор физико-математических наук, профессор (Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»)

**Кузнецов Евгений Александрович**,  
член-корреспондент РАН, доктор физико-математических наук, профессор (Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук)

**Желтиков Алексей Михайлович**,  
доктор физико-математических наук, профессор (Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова»)

Ведущая организа-  
ция

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Объединенный институт высоких температур Российской академии наук (ОИВТ РАН)

Защита состоится «18» апреля 2016 г. в 15 часов на заседании диссертационного совета Д 002.069.02 в Институте прикладной физики РАН (603950, г. Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Института прикладной физики РАН.

Автореферат разослан «  » декабря 2015 г.

Ученый секретарь диссертационного совета,  
доктор физико-математических наук,  
профессор



Ю. В. Чугунов

## Актуальность темы

В последние десятилетия был достигнут значительный прогресс в генерации *ультракоротких сверхсильных лазерных импульсов*. Он связан с появлением в середине 80-х годов компактных твердотельных лазерных систем, использующих метод усиления частотно-модулированных импульсов [1, 2]. С их помощью стало возможным достижение интенсивностей на 4 порядка выше реализуемых ранее. Благодаря ультракороткой длительности генерируемого лазерного излучения, при относительно небольшом уровне энергии, содержащейся в лазерном импульсе, стало возможным получение беспрецедентно больших мощностей лазерных импульсов – тераваттного и петаваттного уровня [3]. Выходные параметры лазерных систем можно без преувеличений отнести к экстремальным значениям. Это и высокие пиковые интенсивности на уровне  $10^{22}$  Вт/см<sup>2</sup>, при которых энергия осцилляции электрона в поле волны существенно превосходит энергию покоя и движение электрона становится ультрарелятивистским, и предельно короткие длительности импульсов, около 3-5 фс, по сути, приближающиеся к периоду оптического поля, и сверхширокополосные сигналы с шириной спектра более октавы, а также высокие, на уровне киловатта, средние мощности. Если по некоторым параметрам аналогичные лазерные источники и могут быть созданы, например, в видимом диапазоне, то их отсутствие в соседних спектральных диапазонах, таких как средний ИК или ультрафиолетовый (УФ), значительно сдерживает как фундаментальные исследования в указанных диапазонах, так и возможные прикладные разработки. Это в значительной степени объясняется отсутствием таких эффективных активных лазерных сред и, соответственно, требует для своего решения привлечения нелинейно-оптических методов преобразования лазерного излучения. В свою очередь, нелинейно-оптические методы должны полагаться на использование новых нелинейных сред, эффективных в соответствующих спектральных диапазонах.

Исследование взаимодействия сверхсильных оптических полей с веществом в настоящее время, как уже отмечалось выше, наиболее интенсивно ведется в фемтосекундной области. Создание тераваттных лазерных комплексов заложило основу еще одной области фундаментальной лазерной физики – *физики сверхсильных оптических полей* (которая тесно связана с физикой плазмы и физикой высоких энергий) и порождает ими специфических экстремальных состояний вещества. Взаимодействие сверхмощного лазерного излучения с веществом успешно используется сегодня для решения широкого круга фундаментальных и прикладных проблем физики; таких как создание сверхдальних лидаров и нелинейная спектроскопия атмосферы, реализация когерентных источников излучения в рентгеновском диапазоне длин волн, управля-

емый термоядерный синтез, ускорение частиц и формирование высокоэнергичных потоков заряженных частиц и даже лабораторное моделирование астрофизических процессов [2, 4].

Лазеры петаваттного ( $10^{15}$  Вт) уровня пиковой мощности – один из передовых рубежей современной науки, открывающий широкие горизонты для новых практических приложений и уникальных фундаментальных исследований. При фокусировке петаваттного лазерного импульса фемтосекундной длительности достигаются гигантские значения интенсивности светового излучения –  $10^{22}$  Вт/см<sup>2</sup> и выше, при этом напряженность электрического поля на 4 порядка превосходит внутриаомное значение. Одним из наиболее перспективных направлений использования лазерного излучения петаваттной мощности является ускорение протонов и ионов. Обычно для этого используется процесс взаимодействия излучения с тонкими твердотельными мишенями. Ускорение происходит за счёт сил разделения зарядов, возникающих в результате смещения электронной компоненты.

Прогресс в технике генерации сверхкоротких лазерных импульсов не только позволил сформулировать принципиально новые подходы к решению задач, связанных с возбуждением и исследованием вещества в сильно неравновесных состояниях, но и обеспечил (в связи с созданием «настоельных» источников мощных лазерных импульсов сверхкороткой длительности, способных функционировать в широком спектральном диапазоне: от УФ до среднего ИК) широкий фронт проведения экспериментальных исследований в этом направлении.

Таким образом, одно из современных направлений в исследовании взаимодействия электромагнитного излучения с веществом связано с использованием все более коротких электромагнитных импульсов, поскольку это позволяет выйти на более высокий уровень мощности при той же энергии в лазерном излучении. Развитие методов генерации фемтосекундных оптических полей в среднем ИК-диапазоне, в том числе, включающих небольшое число оптических колебаний, является также наиболее важной проблемой в лазерной физике.

Исследования в данной диссертации направлены на развитие новых регулярных методов формирования лазерных импульсов предельно короткой длительности, содержащих небольшое число колебаний поля, от нДж до кДж уровня энергии в недостаточно освоенных частотных диапазонах, таких как средний ИК, УФ. В основу источников экстремального света положены механизмы конверсии фемтосекундных лазерных импульсов вверх и вниз по спектру в нелинейных средах с керровской, ионизационной, релятивистской нелинейностями.

Получение импульсов с малым числом колебаний поля основано на спектрально-временном преобразовании фемтосекундных импульсов при распространении через нелинейные среды. В самом процессе компрессии

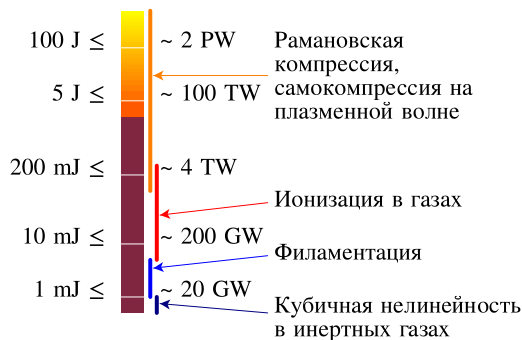


Рис. 1: Разные типы нелинейностей для уширения спектра лазерного импульса

удобно выделить два основных момента – спектральное уширение и собственно сжатие импульса. В силу определенной взаимозависимости между длительностью импульса и его спектральной шириной сильное спектральное уширение является необходимым условием получения наиболее короткого импульса. Для увеличения спектральной ширины лазерного импульса обычно используют различного типа нелинейные механизмы его уширения.

На рисунке 1 схематично представлено, какой тип нелинейности необходимо использовать для уширения спектра лазерных импульсов с соответствующей энергией в волновом пакете. Как следует из данного рисунка, для генерации фемтосекундных лазерных импульсов предельно короткой длительности суб-миллиджоульного уровня энергии можно использовать безынерционную нелинейность керровского типа. Предложены две основные схемы компрессии, основанные на нелинейной фазовой самомодуляции спектра лазерного излучения в газонаполненных диэлектрических капиллярах. В первой схеме короткий импульс получается в результате компенсации нелинейной фазовой самомодуляции спектра лазерного излучения с помощью внешнего дисперсионного широкополосного компрессора [5–8]. Во второй схеме компрессия лазерного импульса происходит в самой нелинейной диспергирующей среде за счет правильного подбора нелинейных и дисперсионных характеристик среды [9]. В первой главе диссертации развит метод самокомпрессии лазерных импульсов, основанный на концепции солитонов высокого порядка.

Другой подход для увеличения спектральной ширины лазерного импульса с мДж уровнем энергии основан на использовании филаментов [10–12] (см. рис. 1). Эти структуры являются нелинейными образо-

ваниями, которые существуют за счет баланса фокусировки, связанной с керровской нелинейностью, и дефокусировки за счет ионизационной нелинейности. Филаментная структура ионизованной области способна обеспечить довольно протяженную трассу взаимодействия с веществом из-за самоканалирования излучения. Компрессия импульса наблюдается при наличии одиночной филаменты, формирующейся в газе сравнительно высокого давления при мощности лазерного импульса, не сильно превышающей критическую для самофокусировки. Как следует из опубликованных работ, на данную тему имеется два различных подхода к укорочению оптического импульса. В первом случае при филаментации пытаются достичь равномерного уширения спектра лазерного импульса, а затем с помощью внешнего компрессора скомпенсировать полученный чирп частоты в импульсе. В частности, в работе [12] было продемонстрировано, что, используя две последовательные филаменты, можно сжать импульс с начальной длительностью 33 фс и энергией 0.85 мДж до 5.1 фс с энергией в импульсе 0.18 мДж. В другой серии работ было экспериментально показано, что при филаментации возможна также и самокомпрессия лазерного импульса без внешних устройств для компенсации дисперсии. В частности, в работах [13, 14] было впервые продемонстрировано сжатие импульса с энергией 2.5 мДж с 45 до 7.8 фс. Тем не менее, как показывает детальный анализ, проведенный в работах [13, 15], энергетическая эффективность такого метода невысока и составляет несколько процентов. Однако, главное ограничение связано с расслоением волнового пучка, когда мощность превышает критическую мощность для самофокусировки.

В последнее десятилетие достигнут значительный прогресс в генерации лазерных импульсов в диапазоне длин волн 2-8 мкм с энергией в лазерном импульсе от единиц до десятков мДж. Большинство сред в данном частотном диапазоне обладают аномальной дисперсией групповой скорости. Как отмечалось выше, для укорочения волновых пакетов можно использовать филаменты. В настоящее время экспериментально наблюдают укорочения импульсов в филаментах в газовых средах [16, 17] и в объемных средах [18, 19]. Однако, и здесь мощность в лазерном импульсе должна не сильно превышать критическую мощность для самофокусировки из-за развития хорошо известной и опасной самофокусировочной модуляционной неустойчивости [20]. В третьей главе диссертации будет исследован новый метод самокомпрессии лазерных импульсов, сильно вытянутых в поперечном направлении, у которых дисперсионная длина много меньше дифракционной, в условиях самофокусировки излучения в среде с аномальной дисперсией групповой скорости.

В последнее время ведутся исследования по созданию источников экстремального света в новых спектральных диапазонах, таких как средний ИК и ультрафиолетовый, включающий и диапазон вакуумного ульт-

трафиолета, на основе волоконно-оптических лазерных систем. Под экстремальным светом здесь подразумевают световые импульсы предельно коротких длительностей, соизмеримых с периодом колебаний поля, или же сверхширокополосные когерентные ультракороткие импульсы – спектральные суперконтинуумы, простирающиеся более чем на октаву. В связи с отсутствием эффективных активных лазерных сред в данных частотных диапазонах для решения поставленной задачи необходимо использовать нелинейно-оптические методы преобразования лазерного излучения. В настоящее время существуют несколько подходов для получения лазерных импульсов в ультрафиолетовом диапазоне [21, 22] в фотоно-кристаллическом волокнах, заполненных газом. В частности, в работе [22] приведены результаты численного моделирования, показывающие, как меняется частота лазерного импульса в процессе его распространения в волокне при наличии керровской и ионизационной нелинейности. На вход нелинейной среды задавался лазерный импульс, который сжимался на начальном этапе за счет модуляционной неустойчивости, и, соответственно, увеличивалась его интенсивность. Далее за счет дополнительной ионизации газа происходила перестройка частоты излучения в коротковолновую часть спектра. В работе [21] представлены результаты экспериментального и теоретического исследования генерации лазерного импульса в диапазоне от 200 до 320 нм в фотонно-кристаллическом волокне с переменной дисперсией групповой скорости. В отличие от предыдущей работы, здесь рассматривались интенсивности поля, при которых ионизация газа отсутствует. Лазерный импульс длительностью 30 фс задавался на входе в область с малой аномальной дисперсией. На начальном этапе импульс сжимался за счет модуляционной неустойчивости, и, благодаря слабой дисперсии, происходило формирование ударной волны, что сопровождалось конверсией спектра в коротковолновую часть (из-за скачка поля). Когда спектр оптического импульса «дотягивался» до точки нулевой дисперсии групповой скорости, генерировались дисперсионные волны в области нормальной дисперсии на длине волны 266 нм с эффективностью 8%. Длительность излучения на данной частоте составляла 10 фс. В четвертой главе диссертации будет исследован новый метод экстремальной самокомпрессии лазерных импульсов до длительности, соизмеримой с колебанием поля, которая сопровождается сверхшироким смещением спектра волнового пакета в коротковолновую область в волноведущей системе, заполненной двумя сортами газа с существенно различными потенциалами ионизации для обеспечения независимого управления вкладов керровской и ионизационной нелинейностей. Предложенный метод представляет собой новый способ генерации лазерных импульсов с длительностью в сотни аттосекунд в ультрафиолетовой области спектра.

Для генерации лазерных импульсов с энергией в импульсе от деся-

ти до сотен мДж необходимо использовать принципиально иную схему компрессии, использующей другой тип нелинейности (см. рис. 1), например, ионизационную. На данный момент существует две схемы сжатия импульсов, основанные на использовании ионизационной нелинейности. Компрессия мощных лазерных импульсов, основанная на ионизационном механизме нелинейной фазовой самомодуляции в капиллярах, заполненных газом низкого давления (когда имеет место одномодовый режим распространения излучения в капилляре) была продемонстрирована в работах [23,24]. В работе [23] было показано, что зависимость фазы в спектре выходного излучения от частоты близка к параболической. При этом данный частотный чирп может быть скомпенсирован при распространении выходного излучения в среде с нормальной дисперсией. В качестве основного элемента оптического компрессора для компенсации фазовой модуляции в спектре может использоваться обычная стеклянная пластина, обладающая в рассматриваемом диапазоне длин волн нормальной дисперсией групповой скорости [24]. Так, например, в работе [24] было впервые продемонстрировано сжатие импульса с 85 до 35 фс. Начальная энергия в импульсе была 5 мДж. К недостаткам данной схемы следует отнести наличие внешнего компрессора. Важным этапом на этом пути является работа [25], в которой была впервые продемонстрирована экспериментально и теоретически возможность ионизационно-индуцированной самокомпрессии лазерного импульса, реализующегося при распространении фемтосекундного излучения в условиях полого сверхразмерного капилляра, заполненного газом. В частности, в данной работе было показано сжатие импульса с 30 фс до 13 фс с начальной энергией в импульсе 2.2 мДж. В пятой главе диссертации будет детально исследован новый метод ионизационно-индуцированной самокомпрессии лазерных импульсов вплоть до периода поля в диэлектрических капиллярах, заполненных газом низкого давления. Сжатие волнового пакета связано с формированием нелинейного плазменного волновода, аномальная дисперсия которого позволяет сгруппировать коротковолновые спектральные компоненты, появляющиеся в процессе ионизации газа.

Дальнейшее увеличение мощности генерируемого лазерного излучения сопряжено со значительными техническими трудностями. Они связаны в первую очередь со стойкостью оптических элементов при огромных мощностях лазерного излучения. Это приводит к необходимости значительного увеличения геометрических размеров используемой оптики, что создает технологические проблемы. На высоком уровне мощности для лазерной компрессии естественно использовать процессы в ионизированной среде, для которой не возникает проблем электрической прочности материалов. В прозрачной плазме обсуждаются два процесса укорочения интенсивного лазерного импульса: в результате обратного рамановского рассеяния и при возбуждении кильватерной плазменной волны (см.



рис. 1). Метод компрессии волновых пакетов, связанный с обратным рамановским рассеянием [26], представляет один из наиболее перспективных способов получения интенсивных ультракоротких волновых пакетов с длительностью, сопоставимой с периодом плазменной волны. Этот рассматриваемый механизм усиления и укорочения импульса очень чувствителен к неоднородности среды (как регулярной, так и флуктуационной) [27, 28] в силу резонансного характера. Первые экспериментальные исследования рамановской компрессии, проведенные в начале двухтысячных годов, показали, что значительного усиления и, соответственно, укорочения длительности лазерного импульса получить не удалось [29]. Однако, в последние годы в связи с развитием лазерной техники было продемонстрировано заметное усиление лазерного импульса при обратном рамановском рассеянии в плазме [28, 30], благодаря чему активизировались дальнейшие исследования данного механизма.

Схема самокомпрессии релятивистски сильных лазерных импульсов, основанная на плазме в простой модели мгновенной релятивистской нелинейности, была проанализирована в работе [31], но не была экспериментально реализована. Укорочение импульсов в плазме в условиях возбуждения кильватерной плазменной волны в прозрачной плазме – довольно интересное явление. Главная его особенность состоит в нерезонансном характере, который уже обсуждался более чем десятилетие назад [32, 33]. Однако наиболее острая проблема заключается в том, что для ультракоротких импульсов эффект нестационарной самофокусировки [34] может оказывать сильное влияние на динамический процесс самокомпрессии импульса, что до сих пор остаётся не до конца решённым вопросом. В шестой главе диссертации будет детально исследован метод самокомпрессии релятивистски сильных лазерных импульсов мульти-петаваттного уровня мощности до нескольких колебаний поля в условиях самофокусировки при возбуждении кильватерной плазменной волны с периодом, превышающим длительность волнового пакета.

В связи с тем, что в данной диссертации исследуются разные схемы самокомпрессии лазерных импульсов до длительностей, соизмеримых с периодом поля, возникает новая в теоретическом плане проблема исследования особенностей распространения *сверхкоротких импульсов*. Особенности теоретического описания пространственно-временной эволюции импульсов с шириной спектра порядка несущей частоты связаны с невозможностью применения традиционно используемого в теории волновых процессов приближения медленно меняющихся амплитуд для исследования динамики системы. Необходимо также и получение материальных уравнений, адекватно описывающих линейную и нелинейную дисперсию показателя преломления среды в широком диапазоне частот в области прозрачности.

В данной диссертации проведены исследования особенностей само-

воздействия широкополосного лазерного излучения на основе безотражательного распространения волнового пакета. В случае квазимонохроматического излучения такой подход, очевидно, соответствует переходу к уравнению для огибающей.

Следует отметить, что в исследованиях динамики самовоздействия подобных волновых пакетов преобладающим является *численное моделирование*. В то же время весьма важным представляется развитие методов *аналитического исследования*, позволяющих сформулировать некоторые общие выводы о динамике системы. В представленной диссертации, наряду с численным исследованием эволюции системы, проведено дальнейшее развитие методов теории нелинейных волн (метод моментов распределения поля, обобщенное линзовое преобразование, солитонные и автомодельные решения).

## Цель и задачи диссертационной работы

Целью диссертационной работы является исследование особенностей самовоздействия лазерных импульсов с малым числом колебаний поля в средах с различными типами нелинейностей: керровская, ионизационная, релятивистская. Базируясь на проведенном анализе, разработаны новые регулярные методы самокомпрессии лазерных импульсов с энергией от нДж до кДж уровня в различных частотных диапазонах (УФ, видимый, средний ИК) до предельно короткой длительности, содержащей малое число колебаний поля. В основу источников экстремального света положены механизмы конверсии фемтосекундных лазерных импульсов вверх и вниз по спектру в нелинейных средах с керровской, ионизационной, релятивистской нелинейностями.

Целью и актуальностью темы обусловлены следующие задачи, решаемые в диссертационной работе.

- Исследование нелинейной динамики предельно коротких лазерных импульсов в волноведущих оптических системах, представляющих собой сильно нелинейные оптические волокна или полые капилляры, заполненные газом. Основное внимание было сконцентрировано на проблеме формирования солитонного режима распространения излучения с малым числом оптических колебаний, а также возможности самокомпрессии произвольного импульса с энергией субмиллиджоульного уровня до предельно коротких длительностей на основе концепции солитона высокого порядка.
- Изучение долговременной эволюции трехмерных волновых пакетов в случае сверхкоротких электромагнитных импульсов в среде с безынерционной нелинейностью керровского типа. Анализ влияния нелинейной дисперсии на процесс самофокусировки лазерного импульса с целью значительного уширения его спектра.

- Исследование возможности самокомпрессии лазерных импульсов, сильно вытянутых в поперечном направлении, в процессе самофокусировки лазерного излучения в среде с аномальной дисперсией групповой скорости в условиях, когда по продольной координате задано распределение солитонного типа. Анализ устойчивости рассматриваемого режима компрессии волнового пакета относительно филаментационной неустойчивости в среде с зависимостью групповой скорости от амплитуды волны.
- Исследование особенности самокомпрессии лазерных импульсов миллиджоульного уровня энергии с начальной длительностью в десятки фемтосекунд до нескольких сотен аттосекунд в волнующих системах, заполненных двумя сортами газа с существенно различными потенциалами ионизации.
- Исследование эффекта ионизационно-индуцированной самокомпрессии лазерных импульсов с энергией в диапазоне от миллиджоулей до джоулей вплоть до одного колебания поля в газонаполненных диэлектрических капиллярах в процессе формирования нелинейного плазменного волновода.
- Исследование самокомпрессии релятивистски сильных лазерных импульсов, включая импульсы мультитераваттного уровня мощности, в условиях возбуждения кильватерной плазменной волны, когда длительность лазерного импульса составляет порядка одного или менее периода плазменной волны. Анализ влияния возможных неустойчивостей на укорочение волнового пакета.

## Научная новизна

1. Для нелинейного одномерного волнового уравнения в среде с безынерционной нелинейностью керровского типа и плазменным законом дисперсии получены новые решения солитонного типа для циркулярно поляризованного излучения с произвольным числом колебаний поля.
2. Предложено обобщенное линзовое преобразование, позволившее аналитически исследовать новые особенности самовоздействия трехмерных пространственно-ограниченных волновых пакетов с шириной спектра порядка несущей частоты в средах с безынерционной нелинейностью керровского типа.
3. Получены новые результаты в теории самокомпрессии трехмерных пространственно-ограниченных лазерных импульсов при самофокусировке излучения в среде с безынерционной нелинейностью керровского типа и аномальным законом дисперсии групповой скорости: показана возможность адиабатического уменьшения длительности волнового пакета солитонного типа по продольной координате вплоть до одного периода поля, найдены условия стабилизации

известной филаментационной неустойчивости.

4. Обнаружен и исследован новый метод самокомпрессии лазерных импульсов солитонной формы в волноведущей системе с двумя независимыми типами нелинейностей: безынерционная нелинейность керровского типа приводит к формированию локализованной структуры, ионизационная нелинейность обеспечивает смещение спектра в коротковолновую область.
5. Предложен новый метод ионизационно-индуцированной самокомпрессии лазерных импульсов в газонаполненном диэлектрическом капилляре при формировании нелинейного плазменного канала, аномальная дисперсия которого позволяет сгруппировать коротковолновые спектральные компоненты, появляющиеся в процессе ионизации газа.
6. Получены новые результаты в теории самовоздействия релятивистски сильных лазерных импульсов в плазме в условиях возбуждения кильватерной волны с периодом, превышающим длительность волнового пакета: на нелинейной стадии имеет место стабилизация филаментационной неустойчивости; продемонстрирована возможность устойчивой относительно шланговой неустойчивости самокомпрессия лазерного импульса до одного периода поля.

## **Основные положения, выносимые на защиту**

1. В средах с безынерционной нелинейностью керровского типа и с плазменным законом дисперсии существует класс точных одномерных уединенных решений с произвольным числом колебаний поля. Особенностью данных волновых солитонов является существование предельного солитона с максимально допустимой энергией и минимальной возможной длительностью (соизмеримой с периодом колебаний поля).
2. Режим парного взаимодействия циркулярно поляризованных волновых солитонов с малым числом осцилляций поля зависит от взаимного вращения поляризации поля и несущих частот. В отличие от взаимодействия шредингеровских солитонов, здесь возможно изменение как поляризационных, так и спектральных характеристик при сохранении солитоноподобной структуры огибающей.
3. Самовоздействие трехмерных пространственно-ограниченных сверхкоротких импульсов в средах без дисперсии и с аномальной дисперсией групповой скорости приводит к укрупнению профиля и образованию ударных фронтов. Процесс опрокидывания волнового профиля опережает волновой коллапс при любой длительности волнового пакета и сопровождается формированием особенности более сложного типа. Градиентная катастрофа развивается при неограниченном возрастании поля на ударном фронте, что приво-

дит к аномальному уширению спектра излучения, спадающему по степенному закону.

4. В среде с безынерционной нелинейностью керровского типа нелинейная дисперсия приводит к стабилизации известной филаментационной неустойчивости для лазерных импульсов с длительностью менее десяти периодов колебаний поля.
5. В среде с безынерционной нелинейностью керровского типа и аномальным законом дисперсии групповой скорости процесс самофокусировки излучения для сильно вытянутых распределений в поперечном направлении и имеющих «солитонное» распределение по продольной координате сопровождается адиабатическим уменьшением длительности волнового пакета вплоть до одного колебания поля. На заключительной стадии компрессии нелинейная дисперсия приводит к формированию ударной волны.
6. В волноведущей системе с двумя независимыми типами нелинейностей (кубической и ионизационной) имеет место адиабатическое уменьшение длительности лазерного импульса солитонной формы вплоть до одного колебания поля, сопровождаемое сверхшироким смещением спектра в коротковолновую область. В результате происходит формирование лазерных импульсов с длительностью в несколько сотен аттосекунд в ультрафиолетовой области спектра.
7. Возбуждение нелинейной моды в капилляре и уширение спектра лазерного импульса за счет нелинейного механизма фазовой самомодуляции, связанной с полевой ионизацией газа, приводят к самокомпрессии исходных импульсов с энергией от миллиджоульного до джоульного уровня вплоть до одного оптического периода.
8. Самовоздействие релятивистски сильных волновых полей в условиях возбуждения кильватерной плазменной волны с периодом, превышающим длительность волнового пакета, приводит к самокомпрессии мульти-петаваттных лазерных импульсов. Режим укорочения устойчив относительно филаментационной и шланговой неустойчивостей из-за сильно инерционного характера нелинейности.

## Научная и практическая ценность

Проведенные исследования имеют большое теоретическое и практическое значение. Развитые методы аналитического исследования самовоздействия широкополосного излучения позволили более детально исследовать картину нелинейной динамики электромагнитного излучения, содержащего конечное число периодов поля в средах с различными типами нелинейностей: керровской, ионизационной, релятивистской. Базируясь на полученных результатах, предложены новые регулярные методы для формирования лазерных импульсов с малым числом колебаний

поля в широком диапазоне по энергии от нДж до кДж, в том числе в недостаточно освоенных частотных диапазонах, таких как средний ИК и ультрафиолетовый, без использования внешних устройств компрессии импульсов.

## **Достоверность**

Все полученные результаты обладают высокой степенью достоверности и являются обоснованными. Разработанная теория удовлетворяет принципу соответствия, который включает известные уравнения эволюции огибающих сверхкоротких световых импульсов и результаты анализа пространственно-временной динамики огибающих, как частный случай, обобщая их на импульсы со сверхширокими временными и пространственными спектрами. Успешность нового теоретического подхода подтверждена соответствием результатов численного моделирования эволюции системы. В исследованиях применялись надежные и хорошо апробированные методы численного расчета, позволяющие проводить проверку правильности их работы на хорошо известных моделях. Имеется хорошее качественное и количественное совпадение теоретических результатов с экспериментально полученными данными. Основные положения диссертации опубликованы в ведущих российских и зарубежных журналах, докладывались на международных и российских конференциях, обсуждались на семинарах ИПФ РАН.

## **Апробация работы**

Основные результаты исследований, представленных в диссертации, докладывались и обсуждались на следующих научных конференциях: Международной конференции по лазерной оптике «Int. Conf. on Laser Optics» (С. Петербург, 2003 г.); ежегодном международном совещании по лазерной физике LPHYS (Гамбург, Германия, 2003); ежегодном международном совещании по лазерной физике LPHYS (Триест, Италия, 2004); международном симпозиуме «Topical Problems of Nonlinear Wave Physics» (Нижний Новгород, 2003, 2005); ежегодном международном конгрессе по математическому моделированию «VI Int. Congress on Mathematical Modeling» (Нижний Новгород, 2004); международной конференции по сверхсильным полям в плазме «3-rd International Conference on Superstrong Field in Plasmas» (Италия, 2005), международном российско-германском совещании по лазерной физике RGLS-2005 (Нижний Новгород, 2005г.); международной конференции «Frontiers of Nonlinear Physics» (Н. Новгород, 2004, 2007, 2010); научной школе «Нелинейные волны» (Н. Новгород, 2004, 2008); международной конференции по когерентной и нелинейной оптике «ICONO» (Минск, 2007, С.-Петербург 2005); международной конференции «NILAS» (Берлин, Германия, 2012).

Результаты исследования самовоздействия сверхкоротких импульсов вошли в список наиболее важных результатов РАН в 2006 г. Результаты по самокомпрессии релятивистски сильных лазерных импульсов вошли в наиболее важные результаты в 2011 и 2014 гг. Кроме того, полученные результаты неоднократно рекомендовались в годичный отчет РАН. Проведенные исследования были поддержаны грантом для аспирантов и молодых ученых без степени Фонда коммерческих программ «Династия» в 2005-2007 г.; грантом фонда содействия отечественной науке в области естественных и гуманитарных наук по программе «Лучшие аспиранты Российской академии наук» в 2005-2006 г.; стипендией имени академика Г.А. Разуваева в 2006 году; грантом фонда некоммерческих программ «Династия» по программе поддержки молодых ученых со степенью кандидата наук 2009-2010 г.; грантом фонда содействия отечественной науке по программе «Выдающиеся ученые. Кандидаты и доктора наук РАН» в 2008 г; грант Президента Российской Федерации для государственной поддержки молодых российских ученых МК-4902.2011.2 (2011-2012); грант Президента Российской Федерации для государственной поддержки молодых российских ученых МК-5853.2013.2 (2013-2014); гранты РФФИ 10-02-01400-а (2011-2012), 12-02-33074 мол\_a\_вед (2012-2013), 13-02-00755 а (2013-2015), 15-32-20641 мол\_a\_вед (2015-2016), 10-02-01400-а (2010-2012).

По теме диссертации опубликовано 22 статьи в отечественных и зарубежных научных журналах, 28 тезисов докладов на конференциях.

## **Личный вклад автора**

Вклад автора заключается в постановке задач, в проведении теоретического анализа решений уравнений, в получении численных результатов, обсуждении полученных результатов. Экспериментальные исследования были проведены в ИПФ РАН группой А.Н. Степанова и в университете им. Г. Гейне, Дюссельдорф, Германия группой проф. О. Вилли. Полученные результаты представляют собой существенный вклад в развитие научного направления в проблеме формирования волновых пакетов с длительностью, соизмеримой с периодом поля, в процессе самокомпрессии мощных лазерных импульсов в широком диапазоне по энергии от нДж до кДж уровня.

## **Структура и объем диссертации**

Диссертация состоит из введения, шести глав, заключения, списка основных публикаций автора по теме работы и списка литературы. Общий объем диссертации 479 страниц, включая 127 рисунков и список литературы из 267 наименований.

## Краткое содержание диссертации

Во **Введении** обосновывается актуальность темы диссертационной работы, формулируются цели и задачи, основные положения, выносимые на защиту, научная новизна и практическая ценность работы. Приводится информация о публикациях по теме диссертации. Кратко излагается содержание работы.

В **первой главе** диссертации дан анализ нового класса одномерных уединенных решений волнового уравнения с циркулярной поляризацией, содержащих произвольное число колебаний поля, в прозрачной нерезонансной среде с безынерционной нелинейностью керровского типа. Эти решения с увеличением амплитуды поля плавно перестраиваются от солитонных решений НУШ, соответствующих длинным импульсам со многими осцилляциями, до предельно коротких, фактически однопериодных видеоимпульсов. Особенностью данных волновых солитонов является существование предельного солитона с максимально допустимой энергией и минимальной возможной длительностью (соизмеримой с периодом колебаний поля). На основе численного моделирования показано, что режим парного взаимодействия волновых солитонов с циркулярной поляризацией зависит от взаимного вращения поляризации поля и несущих частот. В отличие от взаимодействия предингеровских солитонов, здесь возможно как изменение поляризационных, так и спектральных характеристик при сохранении солитоноподобной структуры огибающей. Рассмотрен вопрос устойчивости предельно коротких солитонов с учетом влияния высокочастотной дисперсии. Предложен алгоритм для определения начальных распределений волнового поля, распадающихся в дальнейшем на последовательность солитонов с предопределенными параметрами. Рассмотрена реализуемость таких солитонных структур для поля с эллиптической поляризацией и численно показана их структурная устойчивость.

В *разделе 1.1* приведено однонаправленное одномерное волновое уравнение, описывающее эволюцию лазерного импульса, полученное с помощью стандартной методики восстановления эволюционного уравнения из дисперсионного соотношения, определяющегося зависимостью линейной диэлектрической проницаемости от частоты света. Данная зависимость в широком интервале частот в области прозрачности может быть получена из общих соотношений теории дисперсии среды, например, при использовании соотношения Крамерса-Кронинга. Линейная диэлектрическая проницаемость имеет следующий вид [A7]:

$$\varepsilon = \varepsilon_o + b\omega^2 - \frac{a}{\omega^2} . \quad (1)$$

Здесь константы  $a$  и  $b$  ответственны за «высокочастотную» и «низкочастотную» дисперсию среды соответственно. Приближение безынерцион-



ной нелинейности является оправданным в силу того, что при малых длительностях лазерного излучения единственным физическим механизмом, обеспечивающим нелинейность показателя преломления на этих временах, является ангармонизм поляризационного отклика электронных оболочек. Характерное время задержки электронного отклика составляет доли фемтосекунды и мало по сравнению с длительностью одного периода колебаний в ближнем инфракрасном и оптическом диапазонах. Будем полагать среду нерезонансной, допускающей введение низкочастотной и высокочастотной дисперсии феноменологическим образом. В предположении безотражательного распространения электромагнитного излучения в среде волновое уравнение для амплитуды электрического поля  $\mathcal{E}$  в лазерном импульсе с произвольной поляризацией может быть записано в безразмерных переменных в виде

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \left[ \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial \tau} (\mathcal{E}^2 \cdot \mathcal{E}) - \mu \frac{\partial^3 \mathcal{E}}{\partial \tau^3} \right] = -\mathcal{E}, \quad (2)$$

где  $\tau = \omega_o(t - \frac{z\sqrt{\epsilon_o}}{c})$  – время в сопровождающей системе координат,  $\omega_o$  – характерная несущая частота излучения,  $\mu = \omega_o^4 \frac{b}{a}$ ,  $z \rightarrow z \frac{2\omega_o c \sqrt{\epsilon_o}}{a}$ ,  $\mathcal{E} \rightarrow \mathcal{E} \sqrt{\frac{3a}{2n_2 \omega_o^2}}$ ,  $n_2$  – коэффициент нелинейности. Масштабная инвариантность (2), как и в случае НУШ, дает возможность описывать особенности динамики системы с помощью лишь только одного дисперсионного параметра. Подбором параметра  $\mu$  удается добиться хорошего согласия с экспериментальными данными: например, для кварцевого стекла и благородных газов такое согласие реализуется при изменении частоты на порядок [35, 36]. Уравнение (2) включает в себя минимально необходимое число слагаемых для учета дисперсионных и нелинейных эффектов, достаточное для полного описания многих прозрачных сред, и может рассматриваться в качестве *базового уравнения* при анализе динамики широкополосного оптического излучения в нерезонансной среде с безынерционной нелинейностью керровского типа.

Линейное дисперсионное соотношение для уравнения (2) имеет следующий вид:

$$k(\omega) = \mu \omega^3 - \frac{1}{\omega}. \quad (3)$$

Аномальная зависимость дисперсии групповой скорости от частоты ( $\frac{\partial^2 k(\omega)}{\partial \omega^2} < 0$ ) имеет место, когда спектр лазерного импульса целиком расположен левее точки нуля дисперсии  $\omega_{bnd} = \sqrt[4]{\frac{1}{3\mu}}$ . Эта часть дисперсионной кривой соответствует случаю, когда низкочастотная плазменная дисперсия, описываемая вторым слагаемым в дисперсионном соотношении (3), доминирует над высокочастотной дисперсией нейтрального газа, описываемой первым слагаемым в (3). При этом частотная

модуляция в лазерном импульсе, наводимая дисперсией среды, противоположна по знаку нелинейной частотной модуляции, что является физической предпосылкой для существования солитоноподобных решений в уравнении (2).

В разделе 1.2 найден новый класс уединенных решений волнового уравнения (2) в безотражательном приближении для циркулярно поляризованного излучения, содержащего произвольное число осцилляций поля, когда основную роль в динамике волновых процессов играет низкочастотная («плазменная») дисперсия среды ( $\mu = 0$ ). Волновые солитоны уравнения (3) в этом случае можно представить двухпараметрическим семейством решений вида

$$\mathcal{E}(z, \tau) = \mathcal{A}(\tau - \gamma z) [\mathbf{e}_x \cos \varphi(z, \tau) + \mathbf{e}_y \sin \varphi(z, \tau)] , \quad (4a)$$

$$\varphi(z, \tau) = \omega(\tau + \gamma z) + \int_{-\infty}^{\tau - \gamma z} \frac{\omega \mathcal{A}^2 (3\gamma - 2\mathcal{A}^2)}{2(\gamma - \mathcal{A}^2)^2} d\zeta + \varphi_0 , \quad (4b)$$

где  $\omega$  – характерная несущая частота,  $\gamma$  – параметр, определяющий групповую скорость солитона,  $\varphi_0$  – постоянная фаза поля. Огибающая  $\mathcal{A}(\tau - \gamma z)$  подчиняется уравнению в обыкновенных производных, которое для нормированных величин  $\zeta = \omega(\tau - \gamma z)$  и  $u = \frac{\mathcal{A}}{\sqrt{\gamma}}$  в классе локализованных функций может быть представлена в виде квадратуры

$$\int_{u_m}^u \frac{1 - 3u^2}{u\sqrt{\delta^2 - \mathcal{F}(u^2)}} du = \pm(\zeta - \zeta_0) , \quad (5)$$

$$\mathcal{F}(u^2) = u^2 \left[ \frac{3}{2} (1 + \delta^2) - \frac{4 - 5u^2}{4(1 - u^2)^2} \right] .$$

Здесь  $u_m$  – максимальная амплитуда солитона, определяемая действительным корнем кубического уравнения  $\mathcal{F}(u_m^2) = \delta^2$  (за исключением одного предельного решения, для которого  $u_m^2 = \frac{2}{3}$  при  $\delta^2 = \frac{1}{8}$ ),  $\zeta_0$  – постоянная интегрирования, отвечающая положению максимума огибающей поля.

Как видно из (5), его решения зависят лишь от параметра  $\delta^2 = \frac{1}{\gamma\omega^2} - 1$ , являющегося комбинацией  $\omega$ ,  $\gamma$  и располагающегося в интервале  $0 \leq \delta^2 \leq \frac{1}{8}$ . Используя малость параметра  $\delta^2$ , можно представить амплитуду волнового солитона в виде  $u_m \simeq \delta \sqrt{2(1 + \frac{8\delta^2}{3})}$ . При малых амплитудах  $u_m^2 \ll \frac{1}{3}$ , соответствующих предельно малым  $\delta$ , как легко видно, решения (5) имеют вид *sech* и отвечают шредингеровским солитонам огибающих. Для сравнения на рисунке 2(а) приведено сплошной

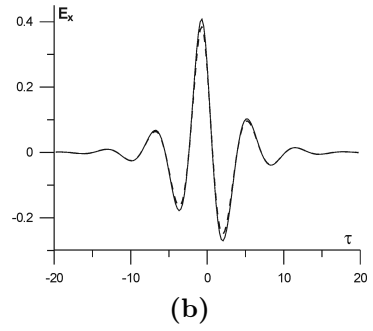
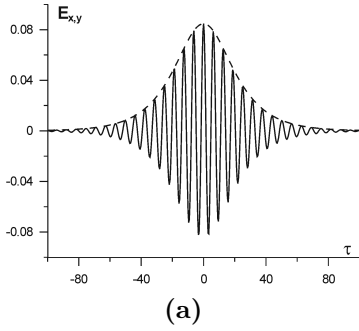


Рис. 2: Точные солитонные решения (сплошные кривые), отвечающие  $\delta = 0.06$  (а) и  $\delta = 0.32$  (б). Штриховой линией на рисунке (а) показан солитон НУШ

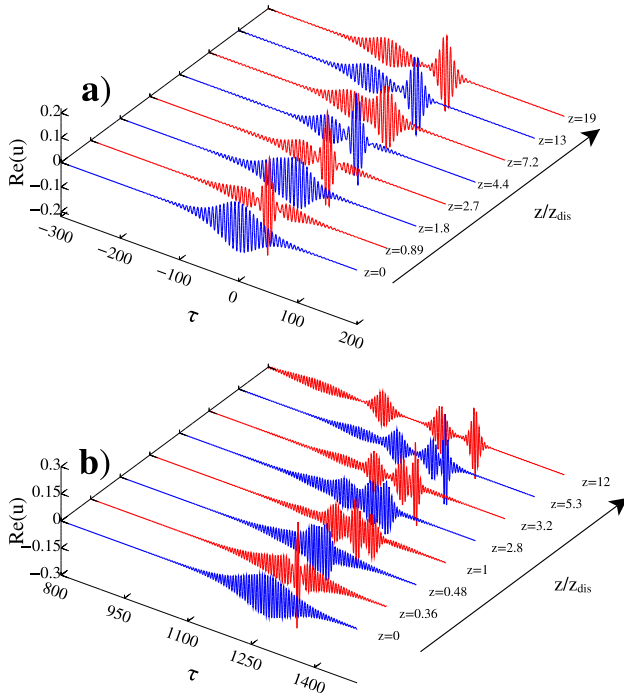


Рис. 3: Динамика волнового поля  $\mathcal{E}_x$  вдоль трассы распространения. На вход среды задавался импульс в форме солитона высокого порядка  $\mathcal{E}(\zeta) = \mathcal{N} \sqrt{\gamma} u(\zeta) [\mathbf{e}_x \cos \varphi(\zeta) + \mathbf{e}_y \sin \varphi(\zeta)]$ . (а)  $\mathcal{N} = 2.02$ ,  $\delta = 0.03$ ; (б)  $\mathcal{N} = 4.02$ ,  $\delta = 0.025$

линией точное решение для волнового солитона при  $\delta = 0.06$  и пунктиром – шредингеровский солитон для огибающей. Отметим, что для предельно коротких длительностей, несмотря на широкий спектр сигнала, соизмеримый со средней частотой,  $\omega$  удобно рассматривать в качестве характерной несущей частоты, являющейся таковой в пределе малых амплитуд. Важной особенностью данных волновых солитонов является существование предельного солитона с максимально допустимой энергией и минимальной возможной длительностью (соизмеримой с периодом колебаний поля). С увеличением  $\delta$  амплитуда солитона возрастает, а его длительность, определенная по полувысоте интенсивности, уменьшается, достигая минимально возможной величины при  $\delta^2 = \frac{1}{8}$  и равной по сути менее, чем периоду колебаний  $\tau_s = 2.3\omega^{-1}$ . Следует также обратить внимание, что волновые солитоны с малым числом колебаний обладают достаточно сильной частотной модуляцией, не позволяющей ввести определенным образом фазовую скорость для таких структурных образований, что делает их заметно отличными от известных ранее волновых солитонов, для которых и несущая частота, и несущий волновой вектор строго определяются. На рис.2**(b)** показана характерная осциллограмма поля, соответствующая точному солитонному решению при  $\delta = 0.32$  и включающая в себя около полутора периодов оптических колебаний.

В *разделе 1.3* путем прямого численного моделирования нелинейной динамики оптического поля в среде с керровской нелинейностью показано, что волновые солитоны являются «абсолютно» устойчивыми образованиями относительно малых возмущений и могут распространяться без каких-либо изменений.

В *разделах 1.4, 1.8* представлены результаты численного исследования по парному взаимодействию солитонов. Следует различать два принципиально различных случая взаимодействующих солитонов. Первый, когда взаимодействуют солитоны с близкими частотами, именно в этом случае возможно сопоставление полученных результатов с аналогичными для шредингеровских солитонов. И второй, не имеющий соответствующего аналога для солитонов НУШ, когда характерные частоты заметно различаются. В *разделе 1.4* было показано, что в случае, когда у взаимодействующих солитонов вектора поля вращаются в одном направлении и несущие частоты близки, существуют три различных режима столкновения импульсов в зависимости от абсолютной разности фаз полей: (а) солитоны проходят друг сквозь друга; (б) они полностью отражаются; (в) солитоны точно реплицируют друг друга в процессе взаимодействия. Однако, если несущие частоты солитонов различны и/или собственные ему амплитуды отличаются более чем на 40%, лишь один из сценариев реализуется: солитоны проходят друг через друга с полным сохранением своей волновой структуры, включая и частотные заполнения. Причем их взаимодействие достаточно близко к шредингеровским солитонам. В

*разделе 1.8* было показано, что в случае, когда у сталкивающихся солитонов вектора поля вращаются в противоположных направлениях и амплитуды солитонов отличаются, могут быть сформулированы следующие положения, которые отражают определенные динамические свойства соударений: (а) в случае, когда частоты сталкивающихся солитонов совпадают, имеет место упругое отталкивание волновых структур; (б) в случае, когда частоты слабо отличаются, имеет место неупругое взаимодействие солитонов; (в) в случае, когда частоты значительно отличаются, имеет место упругое прохождение волновых структур.

В *разделе 1.5* рассмотрен вопрос устойчивости предельно коротких солитонов с учетом влияния «высокочастотной дисперсии» (первое слагаемое в выражении (3)) нейтрального газа. Как отмечалось выше, при  $\mu \neq 0$  дисперсия групповой скорости может обратиться в нуль в случае при  $\omega_o = \omega_{bnd} = \sqrt[4]{\frac{1}{3\mu}}$ . При  $\omega_o < \omega_{bnd}$  реализуется аномальная зависимость групповой скорости от частоты, при которой существуют решения солитонного типа, а при выполнении обратного неравенства – нормальная зависимость дисперсии групповой скорости от частоты, при которой солитонов (5) не существует. Показано, что предельно короткие солитоны устойчивы по отношению к влиянию высокочастотной дисперсии, если их спектр целиком расположен в области частот  $\omega < \omega_{bnd}$ . В противном случае происходит их постепенное разрушение за счет параметрического четырехволнового взаимодействия с собственными волнами среды с  $\omega > \omega_{bnd}$ .

В *разделе 1.6* путем численного моделирования показано, что произвольный лазерный импульс, распространяющийся в среде с безынерционной нелинейностью керровского типа и плазменным законом дисперсии, распадается на найденные солитонные структуры нелинейного волнового уравнения (см. рис. 3). На рисунке 3(а) в процессе распространения исходного волнового пакета сформировались два солитона, а на рисунке 3(б) – четыре солитона. Был предложен алгоритм для определения начальных распределений волнового поля, которые в дальнейшем распадаются на последовательность солитонов с предопределенными параметрами.

В *разделе 1.7* численно исследованы свойства солитонов с эллиптической поляризацией.

В *разделе 1.9* проведено обобщение найденных решений на случай волнового уравнения в безотражательном приближении с нелинейностью степенного типа ( $\mathcal{P}_{nl} \propto \mathcal{E}^{2m} \cdot \mathcal{E}$ , где  $m$  – целое число)

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \left[ \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial \tau} (\mathcal{E}^{2m} \cdot \mathcal{E}) \right] + \mathcal{E} = 0. \quad (6)$$

В *разделе 1.10* найдены и проанализированы солитонные решения для циркулярно-поляризованного излучения в рамках полного волнового

уравнения в отсутствие безотражательного приближения.

$$\frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial z^2} - \frac{\varepsilon_o}{c^2} \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial t^2} - \frac{a}{c^2} \mathcal{E} - \frac{4\pi n_2}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} (|\mathcal{E}|^2 \mathcal{E}) = 0. \quad (7)$$

Во **второй главе** диссертации приведены результаты исследований структурных особенностей динамики самофокусировки лазерных импульсов с шириной спектра порядка центральной частоты. Описание процессов проведено в предположении безотражательного распространения волнового поля произвольной длительности в диспергирующей среде с безынерционной нелинейностью керровского типа. Развита методика качественного исследования динамики самовоздействия сверхкоротких импульсов. В частности, методом моментов найдено достаточное условие коллапса в системе. Использование преобразования автомодельного типа выявило определяющую роль нелинейной дисперсии среды (зависимость групповой скорости от амплитуды поля). Самофокусировка волнового поля сопровождается опрокидыванием продольного профиля импульса, и в результате формируется особенность нового типа, в которой на фоне неограниченного роста поля происходит градиентная катастрофа. Численное исследование подтверждает, что самофокусировка сверхкоротких импульсов, как правило, сопровождается укрупнением продольного распределения и формированием ударных фронтов. Показано формирование степенных спектров, характерных для градиентной катастрофы распределения поля.

В *разделе 2.1* выведено уравнение, описывающее динамику самовоздействия широкополосного линейно поляризованного волнового поля в среде с фокусирующей нелинейностью в параксиальном приближении:

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \left( \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial z} + 3\mathcal{E}^2 \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial \tau} - b \frac{\partial^3 \mathcal{E}}{\partial \tau^3} - \gamma \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial \tau^2} \right) + a\mathcal{E} = \Delta_{\perp} \mathcal{E}. \quad (8)$$

Параметры  $a > 0$ ,  $b > 0$  характеризуют, соответственно, низкочастотную (плазменную) и высокочастотную дисперсию среды;  $\gamma > 0$  определяет диссипацию поля. Подбором параметров  $a$  и  $b$  удается добиться хорошего согласия с экспериментальными данными: например, для кварцевого стекла и благородных газов такое согласие реализуется при изменении частоты на порядок. Уравнение (8) включает в себя минимальное необходимое число слагаемых для учета дисперсионных и нелинейных эффектов, достаточное для полного описания многих прозрачных сред, и может рассматриваться в качестве *фундаментального уравнения* при анализе динамики широкополосного оптического излучения в нерезонансной среде с безынерционной нелинейностью керровского типа.

В отсутствие линейной дисперсии среды ( $a = b = 0$ ) уравнение (8) можно рассматривать как неодномерное ( $\Delta_{\perp} \neq 0$ ) обобщение моди-

фицированного уравнения Бюргерса. Оно относится к типу обобщенных уравнений Хохлова-Заболоцкой и описывает, например, особенности самовоздействия акустических волновых полей в средах с кубичной нелинейностью. При  $\gamma = 0$ ,  $a = 0$  (8) имеет вид обобщенного уравнения Кадомцева-Петвиашвили. Оно используется, например, для описания эволюции упругих волн конечной амплитуды в магнетиках. В зависимости от закона дисперсии фононов, линейно связанных с магнонами, коэффициент  $b$  может принимать как положительные  $b > 0$ , так и отрицательные  $b < 0$  значения.

В *разделе 2.2* методы качественного исследования динамики самофокусировки квазимонохроматического излучения обобщены на случай волновых пакетов длительностью несколько периодов колебаний поля. В частности, методом моментов получены достаточное условие коллапса и ряд других интегральных соотношений. Соответствующее уравнение для изменения характерного поперечного размера сгустка имеет вид

$$\mathcal{I} \cdot \frac{d^2 \langle \rho_{\perp}^2 \rangle}{dz^2} = 8\mathcal{H} + 8 \int_{r_{\perp} = -\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} (b\phi_{\tau\tau}^2 - a\phi^2) d\tau dr_{\perp}, \quad (9)$$

где  $\phi$  – потенциал поля  $\mathcal{E} = \phi_{\tau}$ ,  $\mathcal{I}$  – энергия в электромагнитном импульсе,  $\mathcal{H}$  – гамильтониан:

$$\mathcal{I} = \int_{r_{\perp} = -\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \phi_{\tau}^2 d\tau dr_{\perp}, \quad (10a)$$

$$\mathcal{H} = \int_{r_{\perp} = -\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \left[ (\nabla_{\perp} \phi)^2 - b\phi_{\tau\tau}^2 - \frac{1}{2}\phi_{\tau}^4 + a\phi^2 \right] d\tau dr_{\perp}. \quad (10b)$$

Видно, что для среды без дисперсии ( $a = b = 0$ ) правая часть (9) пропорциональна гамильтониану системы (10b) и, таким образом, распределения волнового поля с отрицательным гамильтонианом ( $\mathcal{H} < 0$ ) схлопываются в поперечном направлении на конечной трассе распространения. Этот вывод остается в силе и для распределений поля, спектр которых локализован преимущественно в области аномальной дисперсии групповой скорости ( $b \rightarrow 0$ ). В остальных случаях (9) указывает на возможность первоначального обужения поперечного распределения поля. Полученное соотношение позволяет расклассифицировать начальные распределения волнового поля по типу первоначального поведения – уменьшения характерного поперечного размера или увеличения. В дальнейшем будем рассматривать, в основном, распределения, характерный поперечный размер которых на начальном этапе эволюции системы уменьшается. Для таких распределений поля правая часть уравнения (9) меньше нуля.

Проведено обобщение линзового преобразования [20] на случай широкополосного излучения. Преобразование на случай импульсов произвольной длительности имеет вид

$$\mathcal{E} = \frac{\mathcal{F}(\zeta, \boldsymbol{\eta}, \theta)}{\rho(z)}, \quad (11)$$

где новые переменные

$$\zeta = \int \frac{dz}{\rho^2(z)}, \quad \boldsymbol{\eta} = \frac{\mathbf{r}}{\rho(z)}, \quad \theta = \tau - \frac{\rho_z}{4\rho} r^2, \quad (12)$$

а функция  $\rho(z)$  описывает как изменение поперечного размера поля, так и перенос точки нелинейного фокуса  $z = z_o$  на бесконечность. Такое представление решения уравнения (8) учитывает два процесса в системе: самофокусировку излучения и образование характерной «подковообразной» структуры распределения поля, определяемой переменной  $\theta$ . В результате преобразования приходим к следующему уравнению:

$$\frac{\partial}{\partial \theta} \left[ \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial \zeta} + 3\mathcal{F}^2 \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial \theta} - \frac{\rho_{zz}\rho^3}{4} \eta^2 \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial \theta} \right] - \rho^2(z) \left[ b \frac{\partial^4 \mathcal{F}}{\partial \theta^4} - a\mathcal{F} \right] = \Delta_{\perp} \mathcal{F}. \quad (13)$$

Преобразование в «коллапсирующую» систему координат позволяет, как и в случае квазимонохроматического излучения, «отделить» процесс самофокусировки в системе и свести задачу к исследованию квазиодномерной продольной эволюции импульса. Характерный поперечный масштаб квазиволноводной структуры в новых переменных – порядка единицы. Темп самосжатия  $\rho(z)$  определяет уровень ослабления дисперсионных эффектов при коллапсе [ $\rho(z) \rightarrow 0$ ]. Таким образом, по крайней мере на начальном этапе эволюции системы, укрупнение продольного профиля поля становится основным эффектом. Более того, в этом режиме самодействия задачу в приближении нелинейной геометрической оптики удастся свести к квазиодномерной.

В разделе 2.3.1 путем численного моделирования нелинейной динамики линейно поляризованного излучения (на основе уравнения (8)) показано, что процесс схлопывания протекает без заметного изменения амплитуды. Получены аналитические выражения на изменение максимальной амплитуды и размере пучка лазерного импульса в процессе самофокусировки:

$$\mathcal{E}_{max}(z) \propto \frac{1}{\sqrt{z_o - z} \sqrt{\ln(z_o - z)/z_o}}, \quad \rho(z) \propto \sqrt{z_o - z}. \quad (14)$$

Здесь увеличение амплитуды связано с уменьшением ширины пучка ( $\rho \propto \sqrt{z_o - z}$ ), а убывание – с диссипацией на ударных фронтах.



В разделе 2.3.2 приведено обобщение качественного исследования для волнового поля с круговой поляризацией. Преобразование уравнения в «схлопывающуюся систему координат» позволило установить определяющую роль нелинейной дисперсии (зависимости групповой скорости волнового пакета от амплитуды) в динамике системы. Качественное исследование дает возможность получить соответствующие законы изменения амплитуды и ширины волнового пучка, как в случае линейно-поляризационного излучения:

$$\mathcal{E}_{max}(z) \propto \frac{1}{\sqrt{z_o - z} \sqrt[4]{\ln(z_o - z)/z_o}}, \quad \rho(z) \propto \sqrt{z_o - z}. \quad (15)$$

Итак, из сравнения выражений (14) и (15) следует, что в отличие от линейно поляризованного излучения в данном случае ослабление амплитуды поля волнового пакета из-за диссипации на ударном фронте значительно слабее, что приводит к формированию ударной волны огибающей. Формирование одиночного ударного фронта означает ослабление диссипации в переходной области и, следовательно, возможность не только уменьшения эффективной ширины волнового поля, но и неограниченного возрастания амплитуды поля. В результате, следует ожидать возникновения более сложной структурной особенности поля – градиентной катастрофы в условиях коллапса (см. рис. 4(а)). Укручение продольного профиля и образование ударных фронтов является характерной особенностью эволюции сверхкоротких импульсов. Показано, что процесс «опрокидывания» несколько опережает волновой коллапс

$$z_B \simeq z_o \left[ 1 - \exp \left( -2\rho_o \sqrt{\frac{|\mathcal{H}|}{\mathcal{I}}} \frac{\tau_p}{|\mathcal{W}|_{max}^2} \right) \right], \quad (16)$$

где  $z_B$  – длина опрокидывания,  $\rho_o$  – начальный размер пучка,  $\tau_p$  – длительность импульса. Для исследования тонких деталей динамики системы был проведен анализ спектра поля. В случае сред без дисперсии спектр поля при больших частотах носит степенной характер ( $\sim 1/\omega$ ), что соответствует градиентной катастрофе.

Путем использования достаточного условия для самофокусировки волнового пакета (9) для лазерного импульса вида

$$\phi = \mathcal{A} \cdot \frac{\exp(i\omega\tau)}{\cosh\left(\frac{\tau}{\tau_p}\right)} \exp\left(-\frac{r^2}{2\rho_o^2}\right). \quad (17)$$

получена аналитическая оценка на длину коллапса  $z_o$

$$z_o = \rho_o \sqrt{\frac{\mathcal{I}}{4|\mathcal{H}|}} = \frac{\rho_o^2}{2\sqrt{3}\tau_p} \frac{\sqrt{1+3\kappa^2}}{\sqrt{\frac{\mathcal{I}}{\mathcal{I}_{cr}} - 1}}, \quad (18)$$

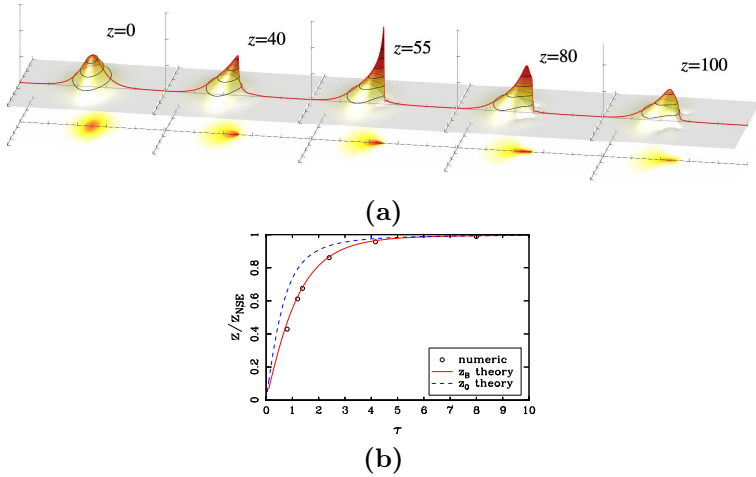


Рис. 4: **(a)** Динамика волнового поля  $|\mathcal{E}(z, \tau, r)|$  с круговой поляризацией в среде без дисперсии. Поле нормировано на максимальное значение. **(b)** Длина самофокусировки  $z_o$  (пунктирная линия), вычисленная по формуле (18) ; сплошная линия – длина опрокидывания, вычисленная по выражению (16);  $\circ$  – длина образования особенности, полученная в результате численного решения уравнения

где  $I_{cr} = \frac{140\pi\tau_p^3[1 + 3\kappa^2]}{35\kappa^4 + 14\kappa^2 + 3}$ ,  $\kappa = \omega\tau_p$ . При большом числе колебаний поля в лазерном импульсе ( $\kappa \gg 1$ ) длина самофокусировки  $z_o$  определяется классическим выражением [20]. Однако в случае, когда в лазерном импульсе содержится несколько колебаний поля, длина самофокусировки  $z_o$  зависит также от длительности волнового пакета  $\tau_p$ . Данный результат хорошо согласуется с результатами численных расчетов (см. рис. 4**(b)**).

В разделе 2.4 исследовано влияние дисперсии на процесс самофокусировки циркулярно поляризованного волнового поля. Показано, что в среде с низкочастотной дисперсией (аномальный закон дисперсии групповой скорости) эволюция системы протекает по тому же сценарию, что и в среде без дисперсии. Спектр поля при больших частотах носит степенной характер  $\sim 1/\omega^{3/2}$ . В среде с нормальным законом дисперсии групповой скорости ситуация напоминает процессы в случае квазимонохроматического излучения (развитие неустойчивости дробления импульса пополам и т.д.). Несмотря на образование довольно крутых фронтов, спектр волнового поля спадает гораздо более быстро (по экспоненциальному закону). Это можно объяснить тем, что в приосевой области динамика самовоздействия описывается модифицированным уравнением КдВ. В этом

случае возможность стабилизации укручения хорошо известна. Проведено исследование самофокусировки волнового поля вблизи точки нулевой дисперсии групповой скорости ( $\varpi \simeq \omega_{bnd}$ ). Построен класс начальных распределений, на которых имеет место интегральная компенсация дисперсии. Показано, что такие распределения фокусируются при незначительном увеличении длительности импульса. Отличительные особенности самовоздействия импульсов с малым числом периодов поля в условиях нулевой дисперсии групповой скорости проявляются в спектральной области. В процессе эволюции поля имеет место сильное уширение спектра примерно на две октавы, а также дробление спектра вблизи точки нулевой дисперсии  $\varpi \simeq \omega_{bnd}$ . Такая сильная модификация спектра лазерного импульса приводит к формированию пространственно-временного распределения поля в виде гофры.

В *разделе 2.5* проведено исследование того, как повлияют на сделанные выше заключения о структурных особенностях самофокусировки сверхкоротких импульсов насыщение нелинейности и ионизация среды.

В **третьей главе** диссертации приведены результаты исследований нового метода самокомпрессии лазерных импульсов, сильно вытянутых в поперечном направлении, у которых дисперсионная длина много меньше дифракционной в процессе самофокусировки излучения в среде с аномальной дисперсией групповой скорости в условиях, когда по продольной координате задано распределение солитонного типа. Показано, что самофокусировка волнового поля приводит к адиабатическому уменьшению продольного размера волнового пакета до длительности, соизмеримой с периодом колебаний поля. Сильно вытянутое эллипсоидальное распределение волнового пакета сохраняется на всех стадиях эволюции системы, и симметризация не происходит. В дальнейшем нелинейная дисперсия приводит к формированию ударной волны. Аномальное уширение спектра излучения, спадающего по степенному закону, может быть использовано в дальнейшем для генерации аттосекундного импульса вблизи заднего фронта волнового пакета. Аналитически и численно показана возможность подавления самофокусировочной неустойчивости при учете зависимости групповой скорости от амплитуды поля.

В *разделе 3.1* предложено использовать уравнение в безразмерных переменных

$$\frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial z \partial \tau} + \mathcal{E} + \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} (|\mathcal{E}|^2 \mathcal{E}) = \Delta_{\perp} \mathcal{E} \quad (19)$$

для адекватного описания пространственно-временной эволюции лазерных импульсов в процессе адиабатического уменьшения длительности лазерного импульса в процессе самофокусировки излучения. Здесь  $\mathcal{E} \rightarrow \mathcal{E} \frac{\sqrt{a}}{\omega_o \sqrt{4\pi n_2}}$ ,  $z \rightarrow z \frac{2\omega_o c}{a}$ ,  $\tau = \omega_o (t - z\sqrt{\epsilon_o}/c)$ ,  $\omega_o$  – характерная несущая частота лазерного импульса,  $r_{\perp} \rightarrow r_{\perp} \frac{c}{\sqrt{a}}$ .

В разделе 3.2 проведено исследование уменьшения длительности волнового пакета на основе нелинейного уравнения Шредингера с использованием вариационного метода. В качестве распределения волнового пакета бралось гауссово распределение как по продольной, так и по поперечной координатам. В случае, когда в продольном направлении задано солитонное распределение (длительность волнового пакета  $a_{||}(s)$  не меняется), получено уравнение на изменение поперечного размера волнового пучка  $a_{\perp}$

$$\frac{d^2 a_{\perp}}{dz^2} = \frac{4}{a_{\perp}^3} - \frac{\mathcal{I}_q^2}{8\pi^3 a_{\perp}^5}, \quad a_{||}(s) = \frac{4\sqrt{2}\pi^{3/2} a_{\perp}^2}{\mathcal{I}_q}. \quad (20)$$

Как следует из выражения (20), длительность пакета  $a_{||}(s)$  пропорциональна квадрату размера пучка ( $a_{||}(s) \propto a_{\perp}^2$ ). Здесь  $\mathcal{I}_q$  – энергия в лазерном импульсе. Для вытянутых распределений волнового пакета ( $a_{||}(s) \ll a_{\perp}$ ) условие для самофокусировки автоматически выполнено (правая часть уравнения (20) должна быть меньше нуля), поскольку второе слагаемое в уравнении (20), отвечающее за нелинейность среды, превышает первое слагаемое, ответственное за дифракцию пучка.

Приближенное решение уравнения (20) имеет следующий вид:

$$a_{\perp}(z) \simeq a_{\perp o} \left( 1 - \frac{3\mathcal{I}_q z}{4\pi^{3/2} a_{\perp o}^3} \right)^{1/3}, \quad (21a)$$

$$a_{||}(s)(z) \simeq a_{||}(s)_o \left( 1 - \frac{3\mathcal{I}_q z}{4\pi^{3/2} a_{\perp o}^3} \right)^{2/3}, \quad (21b)$$

где  $a_{\perp o}$  – начальный размер пучка,  $a_{||}(s)_o$  – начальная длительность солитона. Важно отметить, что, как следует из выражений (21a), (21b), продольный масштаб солитона  $a_{||}(s)$  всегда остается меньше поперечного размера пучка ( $a_{\perp} \gg a_{||}(s)$ ), т. е. анизотропность в распределении волнового пакета сохраняется. Длина среды, на которой длительность волнового пакета обратится в нуль, имеет следующий вид:

$$z_{comp} = \frac{a_{\perp o} a_{||}(s)_o}{3\sqrt{2}}. \quad (22)$$

Как видно из выражения (22), длина нелинейной среды  $z_{comp}$ , на которой длительность солитона обратится в нуль, возрастает пропорционально увеличению начальной длительности пакета  $a_{||}(s)_o$  или увеличению начального размера пучка  $a_{\perp o}$ .

Как показал качественный анализ на основе нелинейного уравнения Шредингера, распределение «солитонного» типа будет испытывать адиабатическое сжатие в продольном направлении вплоть до нулевой длительности в процессе самофокусировки пучка, в связи с чем возникает резонный вопрос о предельном сжатии лазерного импульса.

В разделе 3.3 проведен качественный анализ компрессии лазерного импульса на основе волнового уравнения (19). Было использовано обобщенное линзовое преобразование для получения системы уравнений, описывающей динамику лазерного импульса в приосевой области  $\mathcal{E} \simeq \frac{A}{\rho} [1 - \frac{\eta^2}{2}]$  и изменение поперечного размера пучка

$$\frac{\partial^2 \mathcal{A}}{\partial \zeta \partial \theta} + \rho^2 \mathcal{A} + \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} (|\mathcal{A}|^2 \mathcal{A}) \simeq 0, \quad (23a)$$

$$\frac{d^2 \rho}{dz^2} \simeq -2 \frac{\langle |\mathcal{A}|^4 \rangle}{\rho^3}. \quad (23b)$$

При получении уравнения (23b) проведено усреднение  $|\mathcal{A}|^4$  по форме импульса

$$\langle |\mathcal{A}|^4 \rangle = \frac{1}{\mathcal{I}_{full}} \int_{-\infty}^{+\infty} |\mathcal{A}|^4 d\theta, \quad (24)$$

так как характерный масштаб поля  $\rho(z)$  является, по предположению, функцией только от эволюционной переменной  $z$ . Здесь  $\mathcal{I}_{full}$  – энергия в импульсе. Второе слагаемое в уравнении (23a) описывает ослабление роли аномальной дисперсии среды по мере уменьшения поперечного размера пучка  $\rho(z)$ . В новых переменных функция  $\rho(\zeta)$  плавно меняется на дисперсионной и нелинейной длинах. Поэтому можно предположить, что параметры солитона (4) будут плавно изменяться в процессе самофокусировки лазерного импульса. Как видно, уравнение (23b) для поперечного размера пучка  $\rho$  с точностью до коэффициента совпадает с уравнением (20). Если на входе был задан шредингеровский солитон [с большой длительностью ( $\delta \ll 1$ ) и, соответственно, без частотной модуляции  $\varphi(\theta) \simeq 0$ ], то по мере уменьшения длительности в импульсе появится сильная частотная модуляция  $\varphi(\theta) \simeq \frac{3}{2} \int_{-\infty}^{\theta} |\mathcal{A}(\theta')|^2 d\theta'$ , которая отразится, в первую очередь, в спектре волнового пакета. Поскольку в уравнении (23a) важной особенностью рассматриваемых волновых солитонов является полуограниченный спектр их допустимых решений, т. е. наличие граничного решения  $0 \leq \delta \leq \delta_{cr} = \sqrt{\frac{1}{8}}$ , то максимальная степень компрессии будет определяться предельным солитоном, длительность которого соизмерима с периодом поля. При дальнейшем уменьшении поперечного размера пучка это приводит к формированию ударной волны, так как в данном случае аномальная дисперсия среды уже не сможет компенсировать нелинейность. Этим заключительный режим самокомпрессии лазерного импульса, описываемый системой уравнений (23), отличается от режима, который мы рассматривали на основе нелинейного уравнения Шредингера.

В разделе 3.4 проведено исследование развития самофокусирующей неустойчивости для лазерных импульсов с малым числом колебаний поля. Вначале был проведен анализ того, как протекает самофокусирующая неустойчивость в рамках НУШ с учетом дополнительного слагаемого, ответственного за зависимость групповой скорости пакета от амплитуды поля

$$i \frac{\partial \Psi}{\partial z} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \tau^2} + \Delta_{\perp} \Psi + |\Psi|^2 \Psi - 2i|\Psi|^2 \frac{\partial \Psi}{\partial \tau} = 0, \quad (25)$$

где  $\Psi$  – медленно меняющаяся амплитуда волнового пакета. Здесь второе слагаемое описывает аномальную дисперсию среды, третье слагаемое – дифракцию пучка, четвертое слагаемое – самовоздействие в среде с кубической нелинейностью, пятое слагаемое ответственно за укручение огибающей импульса. Для анализа устойчивости плоской волны относительно возмущений искали решение в виде

$$\Psi(z, \tau, r_{\perp}) = [u(z) + v(z, \tau, r_{\perp})] \exp[i(u_o^2 z + 2u_o^2 \tau)], \quad v \ll u, \quad (26)$$

где  $u_o$  – амплитуда падающей волны. Далее было получено линейризованное уравнение для функции  $v$

$$i \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial^2 v}{\partial \tau^2} + \Delta_{\perp} v + u_o^2(v + v^*) + 2iu_o^2 \frac{\partial v}{\partial \tau} = 0. \quad (27)$$

Представляя решение данного уравнения, искали в виде  $v = a + ib$ , где  $a, b \propto \exp(\Gamma z + i\Omega \tau + i\kappa_{\perp} r_{\perp})$ , можно получить следующее дисперсионное соотношение:

$$\Gamma = -2iu_o^2 \Omega \pm \sqrt{(\Omega^2 + \kappa_{\perp}^2)(2u_o^2 - \Omega^2 - \kappa_{\perp}^2)}. \quad (28)$$

Первое слагаемое в выражении (28) описывает снос возмущений со скоростью  $2u_o^2$ . Таким образом, однородное решение остается неустойчивым. Однако тип неустойчивости меняется – она становится конвективной. Следовательно, для лазерных импульсов с длительностью меньше некоторого значения  $\tau_p < \tau_{cr}$  филаментационная неустойчивость должна быть подавлена.

На рис. 4 продемонстрирована стабилизация самофокусирующей неустойчивости. Как следует из рис. 4(a), в отсутствие нелинейной дисперсии волновой пакет в поперечном направлении в результате филаментационной неустойчивости расслаивается на отдельные пучки. Однако, с учетом пятого слагаемого в уравнении (25) происходит стабилизация данной неустойчивости. Как видно из рис. 4(b), неоднородности смещаются к задней части импульса и перестают нарастать.

Была получена оценка на длительность волнового пакета  $\tau_{cr}$ , когда растущие возмущения стабилизируются в результате выноса их на заднюю часть лазерного импульса, так как в задней части пакета будет

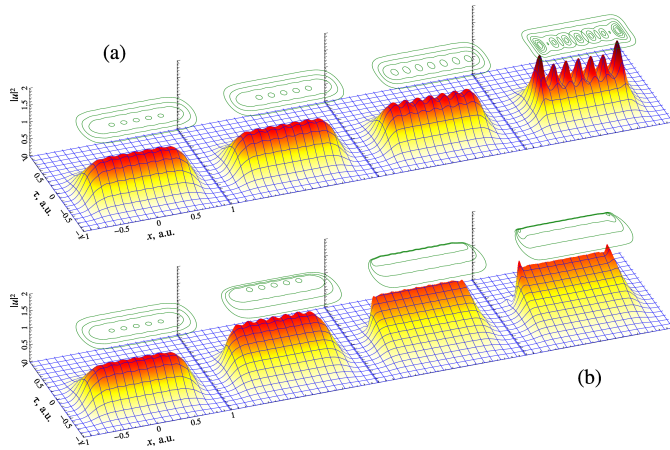


Рис. 5: Динамика интенсивности волнового пакета  $|\Psi(z, x, \tau)|^2$  в рамках уравнения (25) для двух разных случаев: **(а)** в отсутствие слагаемого, ответственного за нелинейную дисперсию; **(б)** с учетом слагаемого, ответственного за нелинейную дисперсию среды

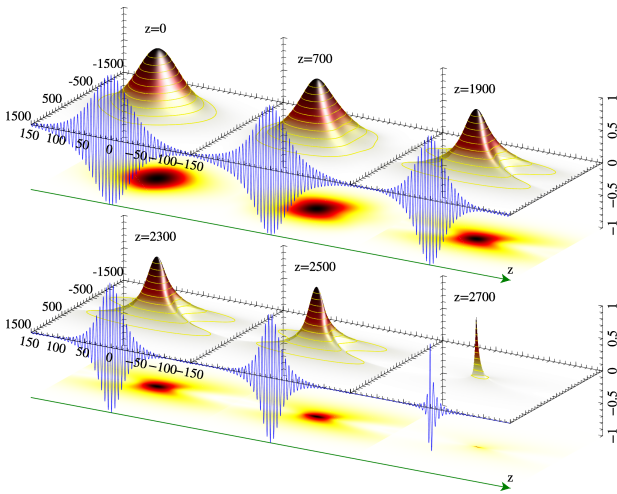


Рис. 6: Динамика циркулярно поляризованного поля  $|\mathcal{E}(z, \tau, r)|$

отсутствовать возможность их дальнейшего усиления. Для оценки длительности импульса  $\tau_{cr}$  в качестве характерной трассы была рассмотрена длина, на которой возмущения в отсутствии сноса должны были бы усииться в  $e^{15}$  раз, т. е.  $z_* = \frac{15}{\Gamma_{max}}$ . Волновой пакет с длительностью  $\tau_p < \tau_{cr} = 60$  должен быть устойчив относительно самофокусировочной неустойчивости. В размерных единицах это соответствует десяти периодам поля. Отметим, что неустойчивость по продольной координате будет автоматически отсутствовать, поскольку по ней мы задаем солитонное решение. Результаты численного исследования, выполненного на основе волнового уравнения (19) для (3D+1) случая, подтверждают сделанный вывод об устойчивости волнового пакета с небольшим числом колебаний поля относительно филаментационной неустойчивости.

В *разделе 3.5* приведены результаты численных расчетов на основе волнового уравнения (19) для лазерных импульсов с начальной длительностью менее десяти колебаний поля для аксиально-симметричных волновых пучков. Было показано, что в случае, когда на вход нелинейной среды в продольном направлении задано солитонное решение (4), длительность волнового пакета адиабатически уменьшается в процессе самофокусировки излучения (рис. 6). Получено хорошее согласие результатов численного моделирования с проведенным выше качественным анализом рассматриваемой системы. В случае, когда в начальном импульсе содержится несколько квазисолитонных структур, начальное продольное распределение волнового пакета будет разбиваться на последовательность солитонов, которые в дальнейшем (благодаря процессу самофокусировки) будут по отдельности монотонно самокомпрессироваться и разбегаться в продольном направлении. Как показал детальный анализ, для самокомпрессии лазерных импульсов предпочтительно задавать на вход нелинейной среды распределения волнового поля, в которых содержится не более двух квазисолитонных структур.

В **четвертой главе** диссертации показано, что в среде с независимым контролем керровской и ионизационной нелинейностей (например, таких как смесь двух газов с заметно отличающимися потенциалами ионизации) может иметь место экстремальная самокомпрессия лазерного импульса. Газ с более высоким потенциалом и большей плотностью обеспечивает керровскую нелинейность и приводит в условиях волноводной дисперсии к образованию солитона, в то время как второй сорт газа с меньшим потенциалом ионизации приводит к ионизационному повышению частоты в коротковолновую часть, и соответственно, к уменьшению длительности солитона. В таком случае, режим самокомпрессии солитона включает в себя две качественно отличающиеся друг от друга последовательные стадии. На первой солитонный импульс сжимается обычным образом, когда процесс адиабатически развивается, согласуясь с солитонными соотношениями. При этом экстремальная компрессия



имеет место на втором этапе, когда солитон с малым числом колебаний поля становится по-настоящему однопериодным со сверхшироким спектром. Продемонстрировано, что на данной стадии процесс дальнейшей самокомпрессии значительно ускоряется и сопровождается повышением сверхширокого спектра, сохраняя однопериодичность солитона на протяжении всего времени. Предложенный метод позволяет получить лазерные импульсы с длительностью в несколько сотен аттосекунд в ультрафиолетовой области с эффективностью в десятки процентов. Проведены исследования по оптимизации самокомпрессии лазерных импульсов, основанные на концепции солитонов высокого порядка.

Отметим, что в работе [40] в рамках нелинейного уравнения Клейна-Гордона, содержащего малые инерционные (нелокальные) поправки, развито самосогласованное описание одномерных солитоноподобных волновых сигналов в плавно неоднородных нестационарных нелинейных средах. Данное описание сводится к решению замкнутой системы обыкновенных дифференциальных уравнений для скорости квазисолитона и интегральных характеристик волнового поля. Показана возможность существенного повышения частоты на примере распространения в исходно однородной и стационарной плазме релятивистских квазисолитонов при наличии в среде слабой дополнительной ионизации.

В *разделе 4.1* предложена базовая система уравнений для описания одномерной нелинейной динамики лазерного импульса в безотражательном приближении, которое замыкается балансным уравнением с туннельной ионизацией как главным механизмом формирования плазмы:

$$2c \frac{\partial^2 \mathcal{U}}{\partial z \partial t} + \omega_D^2 \mathcal{U} + \omega_p^2 \mathcal{U} + \frac{\partial^2}{\partial t^2} (|\mathcal{U}|^2 \mathcal{U}) = 0 \quad (29a)$$

$$\frac{\partial \omega_p^2}{\partial t} = (\omega_n^2 - \omega_p^2) W(|\mathcal{U}|). \quad (29b)$$

Здесь  $\mathcal{U} = \mathcal{E}_x + i\mathcal{E}_y$ ,  $\mathcal{E}_x$  и  $\mathcal{E}_y$  – соответствующие компоненты электрического поля в единицах  $\sqrt{2\pi\chi^{(3)}\mathcal{N}_a}$ ,  $t - \frac{z\sqrt{\epsilon_0}}{c} \rightarrow t$ ,  $W(|\mathcal{U}|)$  – вероятность туннельной ионизации [38]. Отметим, что уравнения (29) описывают случай аномальной дисперсии групповых скоростей и подобны тем, что наблюдаются в ситуации с фотонно-кристаллическими волокнами с полой сердцевинкой, заполненной газами, рассмотренной в работе [39]. Мы пренебрегли лишь квантовым поглощением, которое связано с атомным потенциалом, необходимым для ионизации атомов, так как уравнения (29) содержат в себе поглощение, соответствующее тому факту, что новорожденные электроны приобретают осцилляторную энергию, которая в туннельном режиме для циркулярной поляризации превышает потенциал ионизации [37].

В *разделе 4.2* приведены результаты численных расчетов, демонстрирующих возможность самокомпрессии лазерного импульса, когда на вход

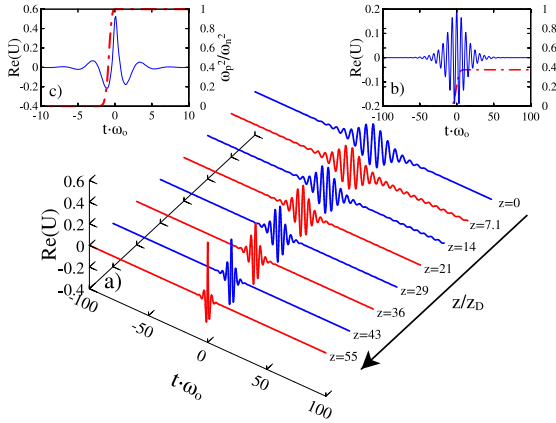


Рис. 7: Динамика лазерного импульса  $U_x = \text{Re}[U]$  с начальным профилем, определяемым на основе системы уравнений (5), при  $\delta = 0.1$  и  $\frac{\omega_p^2}{\omega_D^2} = 0.01$ . На левой верхней вставке сплошной линией представлено распределение сжатого лазерного импульса, штрихпунктирной линией – распределение концентрации плазмы. На правой верхней вставке сплошной линией представлено распределение импульса на входе нелинейной среды, штрихпунктирная линия – распределение концентрации плазмы

нелинейной среды задано солитонное решение (4). На рисунке 7(a) показана динамика волнового пакета при  $\beta = \frac{\omega_p^2}{\omega_D^2} = 0.01$  и  $\delta = 0.1$ , в котором содержится четыре оптических периода. Из рисунка видно, что длительность волнового пакета уменьшилась с 10 фс до 250 ас с одновременным смещением спектра в ультрафиолетовую область. Были проведены дополнительные расчеты, подтверждающие, что имеет место именно адиабатическое уменьшение длительности солитона (4). Такую сильную компрессию лазерного импульса не удастся достичь, используя газ с одним сортом атомов, так как по мере уменьшения длительности солитона увеличивается амплитуда, что ведет к ионизации газа и, соответственно, к ослаблению керровской нелинейности.

В разделе 4.3 приведены результаты численных исследований, демонстрирующие, что режим самокомпрессии лазерного импульса является устойчивым и слабо зависит от начального профиля и частотной модуляции в волновом пакете. Отличия начального распределения от солитонных решений (4) приводят лишь к некоторому увеличению длины компрессии.

В разделе 4.4 для проведения качественного анализа самокомпрессии солитонно-подобных лазерных импульсов получена упрощенная система

уравнений для огибающей волнового пакета  $\mathcal{U}(z, \tau) = \mathcal{A}(z, \tau) \exp[i\varphi(z, \tau)]$

$$2ic \left[ \frac{\partial \mathcal{A}}{\partial z} + \frac{\partial \omega}{\partial z} \frac{\mathcal{A}}{2\omega} \right] + \frac{\omega_D^2}{\omega^3} \frac{\partial^2 \mathcal{A}}{\partial \tau^2} + \omega |\mathcal{A}|^2 \mathcal{A} - 2i\varepsilon \frac{\partial}{\partial \tau} (|\mathcal{A}|^2 \mathcal{A}) = 0, \quad \omega = \frac{\partial \varphi}{\partial \tau}, \quad (30a)$$

$$\frac{\partial \omega^2}{\partial z} = \frac{1}{c} \frac{\partial \omega_p^2}{\partial \tau}, \quad (30b)$$

$$\frac{\partial \omega_p^2}{\partial \tau} = (\omega_n^2 - \omega_p^2) W(|\mathcal{A}|), \quad (30c)$$

которая позволяет исследовать динамику волнового пакета в случае, когда несущая частота лазерного импульса может существенно меняться в процессе ионизации газа с меньшим потенциалом ионизации. В рамках данной приближенной системы уравнений в случае аппроксимации вероятности ионизации степенной формой  $W(|\mathcal{A}|) = \mu_m |\mathcal{A}|^{2m}$  при  $m > 1$  показано, что длительность волнового пакета обратится в нуль на конечной длине  $z_c$  нелинейной среды

$$z_c = \frac{2c}{m\omega_n^2 \mu_m \alpha_m \mathcal{A}_0^{2m}}, \quad (31)$$

где  $\alpha_m = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dx}{\cosh^{2(m+1)} x}$  есть число.

Показано, что длительность солитонов нелинейного уравнения Шредингера (при  $\varepsilon = 0$  в уравнении (30a)) уменьшается с увеличением несущей частоты в процессе ионизации газа по закону

$$\tau_p(\omega) \propto \frac{1}{\omega^3}, \quad (32)$$

в то время как для солитонов DNLS (при  $\varepsilon = 1$  в уравнении (30a)), существующих в рамках нелинейного уравнения Шредингера с учетом слагаемого, ответственного за укручение продольного профиля, длительность уменьшается по закону

$$\tau_p(\omega) \propto \frac{1}{\omega^{3.5}}. \quad (33)$$

Продемонстрировано хорошее согласие результатов численного моделирования с проведенным качественным анализом.

В *разделе 4.5* проведены исследования по оптимизации самокомпрессии лазерного импульса, основанные на концепции солитонов высокого порядка. Используя данный подход, удается компрессировать лазерные импульсы с большей начальной длительностью. Показано, что длительность волнового пакета уменьшилась с 25 фс до 250 ас.

В **пятой главе** диссертации приведены результаты по самовоздействию мощного лазерного импульса в диэлектрическом капилляре, заполненном газом, в случае, когда основным механизмом нелинейности является полевая ионизация газа. Продемонстрировано, что при сравнительно высоких давлениях газа в процессе его ионизации имеет место возбуждение довольно узкого нелинейного плазменного канала в диэлектрическом капилляре, в котором могут распространяться собственные утекающие моды. Благодаря дисперсии данного канала и частотной модуляции в волновом пакете, связанной с ионизационной нелинейностью, имеет место самокомпрессия лазерного импульса вплоть до одного колебания поля.

В *разделе 5.1* представлена структура «холодных» мод диэлектрического капилляра. В данной главе диссертации будет исследоваться случай, когда динамика волнового пакета в диэлектрическом капилляре является принципиально неоднородной. Поэтому ключевым моментом будут граничные условия на стенке капилляра, учитывающего эффект утечки излучения.

В *разделе 5.2* приведена система уравнений, описывающая пространственно-временную эволюцию поля лазерного импульса в диэлектрическом капилляре. Система уравнений имеет вид:

$$-\frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial z \partial \tau} + \Delta_{\perp} \mathcal{E} = \beta \mathcal{N} \mathcal{E}, \quad \beta = \left( \frac{\omega_{po} a}{c} \right)^2, \quad (34a)$$

$$\left. \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial r} \right|_{r=1} = -\alpha \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial \tau}, \quad \alpha = 4\pi \frac{a}{\lambda} \frac{\sqrt{\varepsilon_w - 1}}{\varepsilon_w + 1}, \quad (34b)$$

$$\frac{\partial \mathcal{N}}{\partial \tau} = (1 - \mathcal{N}) \cdot W(|\mathcal{E}|), \quad (34c)$$

$$W(|\mathcal{E}|) = 4 \frac{\omega_a}{\omega_o} \cdot \frac{1}{|\mathcal{E}|} \exp\left(-\frac{2}{3} \frac{1}{|\mathcal{E}|}\right). \quad (34d)$$

Здесь введены следующие новые (безразмерные) переменные:

$$\begin{aligned} z &\rightarrow z \cdot 2k_o a^2 = z \cdot 4z_R, & r &\rightarrow r \cdot a, \\ \tau &\rightarrow \frac{\tau}{\omega_o}, & \mathcal{E} &\rightarrow \mathcal{E} \cdot \mathcal{E}_a, \end{aligned} \quad (35)$$

где  $\omega_o$  – центральная частота широкополосного излучения,  $\mathcal{E}_a$  – атомное поле,  $\frac{1}{\omega_a}$  – атомная единица времени,  $z_R = \frac{1}{2} k_o a^2$  – рэлеевская длина,  $a$  – радиус капилляра. Концентрация плазмы нормирована на концентрацию нейтрального газа  $\mathcal{N}_o$ . Здесь рассматривается полевой механизм ионизации газа.

В *разделе 5.3* проведен качественный анализ модификации спектра ионизирующего лазерного импульса с помощью метода моментов. Получена оценка на одномодовый режим распространения излучения в капилляре. Условие одномодового распространения при этом определяется

малостью влияния рефракции излучения на плазме, образующейся в результате ионизации газа, на пространственную структуру поля, и может быть представлено в виде:

$$\frac{\mathcal{N}}{\mathcal{N}_{cr}} < \frac{\mathcal{N}^*}{\mathcal{N}_{cr}} = \frac{u_{12}^2 - u_{11}^2}{(k_0 a)^2}, \quad (36)$$

где  $\mathcal{N}_{cr}$  – критическая плотность, определяемая условием  $\omega_{po} = \omega_0$ ,  $u_{11} = 2.405$  и  $u_{12} = 5.52$  – первый и второй нули функции Бесселя нулевого порядка. Так, для длины волны  $\lambda_0 = 0.8$  мкм и диаметра капилляра 150 мкм оценка концентрации плазмы, при которой нарушается одномодовый режим распространения излучения в капилляре, дает  $\mathcal{N} < 1.2 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>, что при полной однократной ионизации соответствует давлению нейтрального газа 3.5 Торр.

В *разделе 5.4* приведены результаты численного моделирования динамики самовоздействия лазерного импульса в диэлектрическом капилляре при  $\mathcal{N} < \mathcal{N}^*$ . Продемонстрировано, что преобладает квазиодномодовый режим распространения излучения. Проведено исследование структуры спектра выходного излучения в зависимости от начальной энергии в импульсе и давления.

В *разделе 5.5* продемонстрирована при  $\mathcal{N} > \mathcal{N}^*$  возможность возбуждения в диэлектрическом капилляре нелинейного плазменного канала, в котором могут распространяться собственные утекающие моды. Существование такого канала связано с резкой зависимостью вероятности ионизации газа от интенсивности поля в лазерном импульсе, что приводит к образованию резкого (на масштабе длины волны) скачка показателя преломления. Проведено исследование энергетической эффективности прохождения мощного ионизирующего лазерного импульса в волноводе в условиях возбуждения плазменного канала и определены зависимости ширины и сдвига несущей частоты спектра волнового пакета в зависимости от давления газа и начальной амплитуды в лазерном импульсе.

В *разделе 5.6* проведено детальное исследование самосжатия ионизирующего лазерного импульса в диэлектрическом волноводе. Продемонстрирована временная самокомпрессия волнового пакета вплоть до одного оптического периода (2.6 фс). Компрессия волнового пакета связана с формированием нелинейного плазменного волновода, аномальная дисперсия которого позволяет сгруппировать коротковолновые спектральные компоненты, появляющиеся в процессе ионизации газа. Продемонстрирована возможность масштабирования данной схемы к джоулеву уровню энергии.

В *разделе 5.7* приведены экспериментальные результаты по ионизационно-индуцированной самокомпрессии лазерного импульса в

диэлектрическом волноводе. Продемонстрировано хорошее согласие результатов эксперимента и численных расчетов.

В **шестой главе** диссертации обсуждаются два пригодных метода укорочения интенсивных лазерных импульсов мульти-петаваттного уровня мощности в плазме, для которой не возникает проблем электрической прочности.

В *разделе 6.1.1* сформулирована базовая система уравнений для описания самовоздействия трехмерного релятивистски сильного лазерного импульса с круговой поляризацией в плазме в условиях возбуждения кильватерной волны преимущественно только в продольном направлении в случае, когда период ее превышает длительность волнового пакета. Это легко выполняется для волновых пакетов с поперечным размером, значительно превышающим длину плазменной волны. Получено условие применимости этого подхода. Данная система уравнений в безразмерных переменных имеет следующий вид:

$$\frac{\partial^2 a}{\partial z \partial \tau} + \frac{\beta a}{1 + \phi} - \Delta_{\perp} a = 0 \quad (37a)$$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial \tau^2} = \frac{\omega_{pl}^2}{2\omega_o^2} \left[ \frac{1 + |a|^2}{(1 + \phi)^2} - 1 \right], \quad (37b)$$

где  $\omega_{pl}$  – плазменная частота,  $\tau = \omega_o \left( t - \frac{z}{c} \right)$  – время в сопровождающей системе координат,  $c$  – скорость света,  $z = \tilde{z} \frac{2\omega_o r_o^2}{c}$ ,  $r_{\perp} = \tilde{r}_{\perp} r_o$ ,  $\beta = \left( \frac{\omega_{pl} r_o}{c} \right)^2$ ,  $\omega_o$  – несущая частота лазерного излучения,  $r_o$  – начальный размер лазерного пучка,  $a = \frac{eA}{mc^2}$  – безразмерный векторный потенциал,  $\phi = \frac{e\Phi}{mc^2}$  – безразмерный скалярный потенциал. Рассматриваемая система уравнений является обобщением на случай широкополосного излучения уравнений, которые обычно используются для исследования процессов в случае квазимонохроматических полей.

В *разделе 6.1.2* получена базовая система уравнений для описания усиления и укорочения широкополосных лазерных импульсов в процессе обратного рамановского рассеяния в плазме.

В *разделе 6.2* приведены экспериментальные результаты по усилению фемтосекундных лазерных импульсов на малом уровне энергии при вынужденном рамановском рассеянии в случае встречного распространения усиливаемого фемтосекундного импульса и частотно-модулированного широкополосного импульса накачки с той же несущей частотой в диэлектрических капиллярах, заполненных газовой плазмой. Показано хорошее согласие экспериментальных результатов с теоретическими расчетами.

В *разделе 6.3* проведено аналитическое и численное исследование самофокусировочной неустойчивости релятивистски сильного лазерного

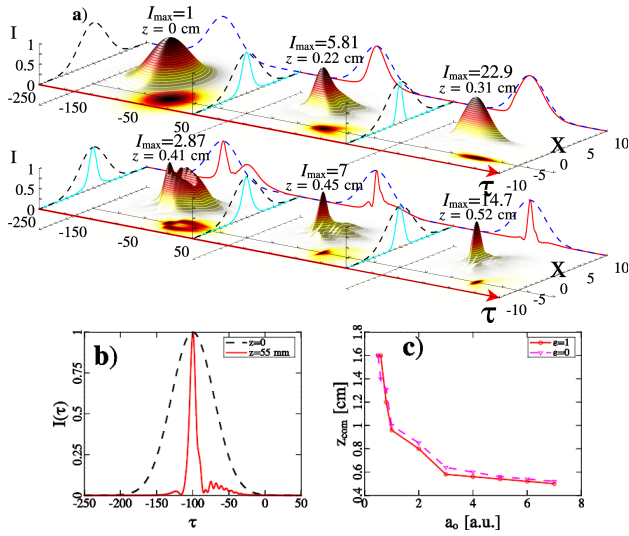


Рис. 8: **(а)** Динамика интенсивности импульса с длительностью 30 фс в условиях возбуждения кильватерной волны. Длительность сжатого импульса  $\tau_p^{out} = 3.5$  фс. **(б)** Распределение нормированной интенсивности импульса: пунктирная линия – начальный профиль ( $z = 0$ ), сплошная линия – сжатый импульс ( $z = 0.55$  см). **(с)** Зависимость длины компрессии  $z_{com}$  импульса от начальной амплитуды  $a_0$  и поляризации  $\varepsilon$

импульса в плазме в условиях возбуждения плазменной волны с периодом, превышающим длительность волнового пакета. Показано, что данная неустойчивость подавлена из-за инерции нелинейного отклика.

В *разделе 6.4* проведено аналитическое и численное исследование модификации спектра релятивистски сильного лазерного импульса в условиях нестационарной самофокусировки. Это исследование важно, поскольку уширение спектра волнового пакета является необходимым условием для укорочения длительности импульса. Как показал анализ, спектр волнового пакета уширяется более чем на порядок, и несущая частота волнового пакета может быть смещена в длинноволновую область на несколько октав. Такое значительное смещение спектра лазерного импульса связано с процессом нестационарной самофокусировки излучения, которая, с одной стороны, обеспечивает подавление дифракционной расходимости пучка и, соответственно, к существенному увеличению нелинейного взаимодействия со средой, а с другой стороны – к смещению спектра волнового пакета в длинноволновую часть из-за эффекта «отдачи», связанного с возбуждением кильватерной плазменной волны.

В *разделе 6.5* проведен теоретический анализ (на основе аналитиче-

ских и численных исследований) нового метода самокомпрессии релятивистски сильных лазерных импульсов вплоть до одного колебания поля в процессе нестационарной самофокусировки в условиях возбуждения кильватерной плазменной волны с периодом, превышающим длительность лазерного импульса. Самосжатие волнового пакета связано с тем, что в условиях возбуждения кильватерной волны в задней части волнового пакета происходит вытеснение электронов, а в передней части импульса, наоборот, концентрация электронов увеличивается. Следовательно, задняя часть импульса догоняет переднюю часть, так как групповая скорость волнового пакета в плазме увеличивается с уменьшением концентрации электронов. На рис. 8(a) приведена характерная пространственно-временная динамика лазерного импульса с начальной длительностью 30 фс. Как следует из рис. 8(b) волновой пакет укоротился до 3.5 фс. Получена зависимость длины среды  $z_c$ , на которой длительность волнового пакета достигает минимального значения, от параметров лазерного импульса и концентрации плазмы:

$$z_c \simeq \frac{\omega_o^2}{\omega_p^2} \frac{2\tau_o^3}{\pi\alpha\mu[\exp(2\alpha\tau_o) - 1]}, \quad (38)$$

где

$$\mu = \int_0^{+\infty} \left[ \left( \frac{dv}{d\zeta} \right)^2 \zeta^2 + 4v^2 + 4v \left( \frac{dv}{d\zeta} \right) \right] d\zeta, \quad (39)$$

$\tau_o$  – начальная длительность импульса. Как следует из выражения (38) благодаря процессу самофокусировки волнового пакета длина компрессии  $z_c$  экспоненциально уменьшается при существенном превышении мощности излучения над критическим значением ( $\alpha\tau_o \gg 1$ ).

В *разделе 6.6* проведено теоретическое исследование шланговой неустойчивости распространяющихся в плазме релятивистски сильных лазерных импульсов с длительностью менее периода кильватерной плазменной волны. Получено аналитическое выражение для смещения центра масс волнового пучка и проанализировано влияние этой неустойчивости на процесс модификации спектра лазерного излучения для широкой области начальных параметров. Показано, что развитие неустойчивости характеризуется степенной (не экспоненциальной) зависимостью от трассы распространения и не приводит к ухудшению режима самокомпрессии лазерных импульсов.

В *разделе 6.7* приведены экспериментальные результаты по самокомпрессии релятивистских лазерных импульсов в газовой струе в условиях возбуждения кильватерной плазменной волны с периодом, соизмеримым с начальной длительностью лазерного импульса. Продемонстрировано укорочение лазерного импульса с мощностью 100 ТВт с 30 фс до 10 фс в



газовой струе с длиной 2 мм и концентрацией электронов  $1.1 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Получено хорошее согласие результатов численных расчетов с экспериментальными данными.

В *разделе 6.8* приведены исследования по оптимизации укорочения длительности лазерного импульса. Показано, что для мощных лазерных импульсов подавляется процесс самофокусировки из-за насыщения нелинейности (реализуется квазиодномерная ситуация), что приводит к уменьшению темпа укорочения длительности волнового пакета (см. рис. 8(с)). Длина компрессии  $z_c$  (на которой длительность лазерного импульса достигает минимального значения) волнового пакета степенным образом зависит от амплитуды поля в лазерном импульсе  $a_o$ :

$$z_c \propto a_o^{-0.2} . \quad (40)$$

В *разделе 6.9* проведено аналитическое и численное исследование самокомпрессии релятивистски сильных лазерных импульсов в условиях возбуждения кильватерной плазменной волны в рамках одномерной задачи ( $\Delta_{\perp} \equiv 0$ ). Получено аналитическое выражение для характерной длины компрессии лазерного импульса

$$z_c^{1D} \propto \frac{\lambda}{a_o} \left( \frac{\mathcal{N}_{cr}}{\mathcal{N}_e} \right)^{3/2} . \quad (41)$$

Данная длина обратно пропорциональна начальной амплитуде лазерного импульса  $a_o$ , и с увеличением концентрации плазмы  $\mathcal{N}_e$  она уменьшается по степенному закону с показателем степени 3/2. Продемонстрировано хорошее согласие зависимости длины компрессии волнового пакета от амплитуды поля и концентрации плазмы с данными численного расчета.

В **Заключении** изложены основные результаты проведенных в диссертации исследований.

## Результаты диссертации

1. Найден новый класс одномерных уединенных решений волнового уравнения для циркулярно поляризованного излучения с произвольным числом колебаний поля в средах с безынерционной нелинейностью керровского типа и плазменным законом дисперсии. Особенностью данных волновых солитонов является существование предельного солитона с максимально допустимой энергией и минимальной возможной длительностью (соизмеримой с периодом колебаний поля). Предложен метод самокомпрессии первоначально протяженного лазерного импульса до периода поля на основе концепции солитона высокого порядка.
2. На основе преобразования автомодельного типа показано, что вблизи особенности (в области неограниченного нарастания поля) дисперсионные эффекты ослабляются и существенную роль играет

нелинейная дисперсия среды (зависимость групповой скорости от амплитуды поля). Самофокусировка волнового поля сопровождается опрокидыванием продольного профиля импульса и формированием особенности нового типа, в которой на фоне неограниченного роста поля происходит градиентная катастрофа. Это приводит к аномальному уширению спектра излучения, который спадает при больших частотах по степенному закону.

3. Аналитически и численно показано, что в среде с безынерционной нелинейностью керровского типа нелинейная дисперсия приводит к стабилизации самофокусировочной неустойчивости для лазерных импульсов с длительностью менее десяти периодов колебаний поля.
4. Показано, что самофокусировка волнового поля в среде с безынерционной нелинейностью керровского типа и аномальной дисперсией групповой скорости приводит к адиабатическому уменьшению продольного размера волнового пакета до длительности, соизмеримой с периодом колебаний поля, для широких волновых пучков с солитонным распределением поля по продольной координате. На заключительной стадии компрессии нелинейная дисперсия приводит к формированию ударной волны. На основе данного эффекта предложен новый метод самокомпрессии вплоть до одного колебания поля лазерных импульсов с энергией в десятки мДж.
5. Предложен метод предельной самокомпрессии лазерных импульсов солитонной формы до длительности, соизмеримой с колебанием поля, которая сопровождается сверхшироким смещением спектра волнового пакета в коротковолновую область в волноведущей системе, заполненной двумя сортами газа с существенно различными потенциалами ионизации для обеспечения независимого управления вкладов керровской и ионизационной нелинейностей. Показано, что данный метод позволяет получить лазерные импульсы с длительностью в несколько сотен аттосекунд в ультрафиолетовой области.
6. Показано, что при распространении мощного фемтосекундного лазерного импульса в диэлектрическом капилляре возможна ионизационно-индуцированная самокомпрессия лазерного импульса с миллиджоульным уровнем энергии вплоть до одного периода колебания поля. Компрессия волнового пакета связана с формированием нелинейного плазменного волновода, аномальная дисперсия которого позволяет сгруппировать коротковолновые спектральные компоненты, появляющиеся в процессе ионизации газа. Продемонстрирована возможность масштабирования данной схемы к джоулевому уровню энергии.
7. Предложен метод самокомпрессии релятивистски сильных лазерных импульсов мульти-петаваттного уровня мощности до несколь-

ких колебаний поля в условиях самофокусировки при возбуждении кильватерной плазменной волны с периодом, превышающим длительность волнового пакета.

8. Аналитически и численно показано, что пространственно-временная неустойчивость сверхкороткого релятивистски сильного лазерного импульса при возбуждении кильватерной волны с периодом, превышающим длительность волнового пакета, подавлена из-за инерции нелинейного отклика. Развитие шланговой неустойчивости, приводящей к нарушению осевой симметрии волнового пучка, характеризуется степенной (не экспоненциальной) зависимостью от длины распространения, и данная неустойчивость не приводит к ухудшению режима самокомпрессии.

## Список работ по теме диссертации

### Статьи в реферируемых журналах

- [A1] *Карташов Д.В., Ким А.В., Скобелев С.А.* Нелинейная динамика волновых полей в нерезонансных средах: от солитонов огибающей к видеосолитонам // *Изв. ВУЗов Радиофизика* — 2003. — Т. 46. — С. 415-428.
- [A2] *Карташов Д.В., Ким А.В., Скобелев С.А.* Солитонные структуры волнового поля с произвольным числом колебаний в нерезонансных средах // *Письма в ЖЭТФ*. — 2003. — Т. 78. — С. 722-726.
- [A3] *Балакин А.А., Карташов Д.В., Киселев А.М., Скобелев С.А., Степанов А.Н., Фрайман Г.М.* Усиление лазерных импульсов при обратном рамановском рассеянии в плазме, создаваемой в диэлектрических капиллярах // *Письма в ЖЭТФ*. — 2004. — Т. 80. — С. 15-20.
- [A4] *Скобелев С.А., Ким А.В.* // О динамических свойствах «упругих» взаимодействий волновых солитонов с малым числом осцилляций поля // *Письма в ЖЭТФ*. — 2004. — Т. 80. — С. 727-731.
- [A5] *Литвак А.Г., Миронов В.А., Скобелев С.А.* Динамика самовоздействия сверхкоротких электромагнитных импульсов // *Письма в ЖЭТФ*. — 2005. — Т. 82. — Р. 119-123.
- [A6] *Балакин А.А., Литвак А.Г., Миронов В.А., Скобелев С.А.* Структурные особенности динамики самовоздействия сверхкоротких электромагнитных импульсов // *ЖЭТФ*. — 2007. — Т. 131. — С. 408-424.
- [A7] *Skobelev S.A., Kartashov D.V., Kim A.V.* Few-Optical-Cycle Solitons and Pulse Self-Compression in a Kerr Medium // *Phys. Rev. Lett.* — 2007. — Vol. 99. — P. 203902.
- [A8] *Kim A.V., Skobelev S.A., Anderson D., Hansson T., Lisak M.* Extreme Nonlinear Optics in a Kerr Medium: Exact Soliton Solutions for a Few

- Cycles Pulses // *Phys.Rev.A.* — 2008. — Vol. 77. — P. 043823.
- [A9] *Balakin A.A., Litvak A.G., Mironov V.A., Skobelev S.A.* Self-focusing of few optical cycle pulses // *Phys.Rev.A.* — 2008. — Vol. 78. — P. 061803.
- [A10] *Balakin A.A., Litvak A.G., Mironov V.A., Skobelev S.A.* Self-action of few-cycle pulses in a dispersive medium // *Phys.Rev.A.* — 2009. — Vol. 80. — P. 063807.
- [A11] *Скобелев С.А., Кулагин Д.И., Степанов А.Н., Ким А.В., Сергеев А.М., Андреев Н.Е.* Ионизационная самокомпрессия интенсивных фемтосекундных импульсов при распространении через газонаполненные диэлектрические капилляры // *Письма в ЖЭТФ.* — 2009. — Т. 89. — С. 641-648.
- [A12] *Kim A.V., Skobelev S.A.* Few-cycle vector solitons of light // *Phys.Rev.A.* — 2011. — Vol. 83. — P. 063832.
- [A13] *Балакин А.А., Литвак А.Г., Миронов В. А., Скобелев С. А.* О самофокусировке сверхкороткого релятивистски сильного лазерного импульса в плазме // *ЖЭТФ.* — 2011. — Т. 139. — С. 579-586.
- [A14] *Skobelev S.A., Kim A.V., Willi O.* Generation of High-Energy Few-Cycle Laser Pulses by Using the Ionization-Induced Self-Compression Effect // *Phys. Rev. Lett.* — 2012. — Vol. 108. — С. 123904.
- [A15] *Balakin A.A., Litvak A.G., Mironov V.A., Skobelev S.A.* Self-compression of relativistically strong femtosecond laser pulses during the excitation of a plasma wake wave // *EPL.* — 2012. — Vol. 100. — P. 34002.
- [A16] *Eremin V., Malkov Yu., Korolikhin V., Kiselev A., Skobelev S., Stepanov A., Andreev N.* Study of the plasma wave excited by intense femtosecond laser pulses in a dielectric capillary // *Phys. of Plasma.* — 2012. — Vol. 19. — P. 093121.
- [A17] *Pipahl A., Anashkina E.A., Toncian M., Toncian T., Skobelev S.A., Bashinov A.V., Gonoskov A.A., Willi O., Kim A.V.* High-intensity few-cycle laser-pulse generation by the plasma-wakefield self-compression effect // *Phys. Rev. E.* — 2013. — Vol. 87. — P. 033104.
- [A18] *Pipahl A., Anashkina E.A., Toncian M., Toncian T., Skobelev S.A., Bashinov A.V., Gonoskov A.A., Willi O., Kim A.V.* Towards high intensity few-cycle pulses using plasma wakefield self-compression effect // *J. Phys.: Conf. Ser.* — 2013. — Vol. 414. — P. 012011.
- [A19] *Balakin A.A., Litvak A.G., Mironov V.A., Skobelev S.A.* Compression of femtosecond petawatt laser pulses in a plasma under the conditions of wake-wave excitation // *Phys. Rev. A.* — 2013. — Vol. 88. — P. 023836.
- [A20] *Балакин А.А., Литвак А.Г., Миронов В.А., Скобелев С.А.* Шланговая неустойчивость релятивистски сильных фемтосекундных лазерных импульсов с небольшим числом колебаний поля в плазме

- ме в условиях возбуждения кильватерной плазменной волны // *ЖЭТФ*. — 2014. — Т. 145. — С. 591-600.
- [A21] *Kim A.V., Litvak A.G., Mironov V.A., Skobelev S.A.* Optimization of the regime of shortening of relativistically strong laser pulses in the process of excitation of a plasma wake wave // *Phys. Rev. A*. — 2014. — Vol. 90. — P. 043843.
- [A22] *Kim A.V., Litvak A.G., Mironov V.A., Skobelev S.A.* Extreme self-compression along with superbroad spectrum up-conversion of few-cycle optical solitons in the ionization regime // *Phys. Rev. A*. — 2015. — Vol. 92. — P. 033856.

## Статьи в сборниках

- [A23] *Skobelev S.A., Mironov V.A., Litvak A.G., Balakin A.A.* Self-focusing dynamics of few optical cycle pulses // *AIP Conf. Proc.* — 2006. — V. 827. — P. 94-99.
- [A24] *Ким А.В., Скобелев С.А., Шуралёв М.О.* Солитонные структуры волнового поля с конечным числом колебаний в средах с керровской нелинейностью: от солитонов огибающей к видеосолитонам // *Труды (девятой) научной конференции по радиофизике «Факультет - ровесник Победы»* — 2005. — P. 23-24.
- [A25] *Kartashov D.V., Skobelev S.A., and Kim A.V.* Pulse compression and solitons formation in the capillary with gas-plasma mixture // *Technical Digest of XI Int. Conf. on Laser Optics* — 2003. — P. WeR5-20.
- [A26] *Kartashov D.V. and Skobelev S.A.* Pulse compression due to self-action and wave breaking in the capillary with gas-plasma mixture // *Technical Digest of II Int. Conf. on Laser Optics for Young Scientists (LOYS-2003)* — 2003. — P. WeS2-P08.
- [A27] *Kartashov D.V., Skobelev S.A., and Kim A.V.* New pulse compression technique for few-optical-cycle pulse generation // *Book of Abstracts of 12-th Int. Laser Physics Workshop (LPHYS'03)* — 2003. — P. 262.
- [A28] *Skobelev S.A., Kartashov D.V., and Kim A.V.* Few-optical-cycle solitons in nonresonance media: dynamics and stability // *Book of Abstracts of 12-th Int. Laser Physics Workshop (LPHYS'03)* — 2003. — P. 301.
- [A29] *Skobelev S.A., Kartashov D.V., and Kim A.V.* Stability and dynamics of few-optical-cycle solitons in nonresonant media // *Proc. of Int. Symposium "Topical Problems of nonlinear wave physics" (NWP-2003)*. — 2003. — P. 185-186.
- [A30] *Kartashov D.V., Skobelev S.A., and Kim A.V.* Few-optical-cycle solitons in non-resonant media // *Proc. of Int. Symposium "Topical Problems of nonlinear wave physics" (NWP-2003)*. — 2003. — P. 249-250.

- [A31] *Карташов Д.В., Ким А.В., Скобелев С.А.* Солитонные структуры волнового поля с конечным числом колебаний в нерезонансных средах: от солитонов огибающей к видеосолитонам // *Сборник трудов “Нелинейные волны’ 2004”*. — 2004. — С. 60-61.
- [A32] *Скобелев С.А.* Нелинейная динамика волновых полей в нерезонансных средах: от солитонов огибающей к видеосолитонам // *Сборник трудов конференции молодых ученых “Нелинейные волны’ 2004”*. — 2004. — С. 102.
- [A33] *Balakin A.A., Kartashov D.V., Kiselev A.M., Stepanov A.N., Fraiman G.M., Skobelev S.A.* Amplification of femtosecond laser pulses on stimulated Raman backscattering in capillary plasma // *Proc. of “Frontiers of Nonlinear Physics”*. — 2004. — P. 137-138.
- [A34] *Balakin A.A., Kartashov D.V., Stepanov A.N., Fraiman G.M., Skobelev S.A.* Amplification of femtosecond laser pulses on stimulated Raman backscattering in capillary plasma // *Proc. of “13-th Int. Laser Physics Workshop (LPHYS’04)”*. — 2004. — P. 88.
- [A35] *Skobelev S.A., Kartashov D.V., and Kim A.V.* Soliton structures of a wave field with an arbitrary number of oscillations in nonresonance media: from envelope solitons toward videosolitons // *Proc. of “VI Int. Congress on Mathematical Modeling”*. — 2004. — P. 172.
- [A36] *A.N. Stepanov, Balakin A.A., Fraiman G.M., D.V. Kartashov, Kiselev A.M., Skobelev S.A.* Nonlinear effects on propagation of highly intense femtosecond laser pulses in gas-filled dielectric capillary tubes // *Proc. of Int. Symposium “Topical Problems of nonlinear wave physics” (NWP-2005)*. — 2005. — P. 120-121.
- [A37] *Kim A.V., Kulagin D.I., Skobelev S.A., Stepanov A.N.* Ionization-induced spectrum transformation and ultrashort pulse self-compression // *Technical Digest of “XX-th Int. Conf. on Coherent and Nonlinear Optics (ICONO’2007)”*. — 2007. — P. IO3/ IV-2.
- [A38] *Skobelev S.A., Mironov V.A., Litvak A.G., Balakin A.A.* Self-focusing dynamics of few optical cycle pulses // *Proc. of “3-rd International Conference on Superstrong Field in Plasmas”* — 2005. — P. 94.
- [A39] *Stepanov A.A., Balakin A.A., Fraiman G.M., D.V. Kartashov, Kiselev A.M., Skobelev S.A.* Propagation of high intense femtosecond laser pulses in gas-filled dielectric capillary tubes: nonlinear effects // *Proc. of “3-rd International Conference on Superstrong Field in Plasmas”* — 2005.
- [A40] *Kartashov D.V, Babin A.A., Stepanov A.N., Kiselev A.M., Sergeev A.M., Skobelev S.A.* Interaction of high power femtosecond laser pulses with gas and plasmas in dielectric capillary tubes // *Proc. of “Int. Conf. on Coherent and Nonlinear Optics /Int. Conf. on Lasers, Application, and Technologies (ICONO/LAT 2005)”* . — 2005. — P. IWJ1.

- [A41] Skobelev S.A. Spatio-temporal self-action of few-optical-cycle electromagnetic pulses in nonresonant media // *Proc. of "Russian-German Laser Symposium (RGLS-2005)"*. — 2005.
- [A42] Скобелев С.А. Динамика самовоздействия сверхкоротких электромагнитных импульсов // *Сборник трудов "Нелинейные волны" 2006*". — 2006. — С. 142.
- [A43] Litvak A.G., Balakin A.A., N.A. Zharova, Mironov V.A., Skobelev S.A.. Ultra-short laser pulse self-focusing in dispersive media // *Proc. of "Frontiers of Nonlinear Physics"*. — 2007. — P. 41-42.
- [A44] Balakin A.A., Mironov V.A., Skobelev S.A.. Ultra-Short laser pulse self-focusing during gas ionization // *Proc. of "Frontiers of Nonlinear Physics"*. — 2010. — P. 147-148.
- [A45] Balakin A.A., Mironov V.A., Skobelev S.A., Litvak A.G.. Stabilization of filament instability of an ultra-short relativistically strong laser pulse in plasma // *Proc. of "Frontiers of Nonlinear Physics"*. — 2010. — P. 149-150.
- [A46] Kim A.V., Skobelev S.A. Elliptically polarized few-optical-cycle solitons: structures and its dynamics // *Proc. of the Second International Conference: Nonlinear Waves—Theory and Applications*. — 2010. — P. 199.
- [A47] Скобелев С.А., Ким А.В., Сергеев А.М., Степанов А.Н. Ионизационная самокомпрессия интенсивных фемтосекундных импульсов при распространении через газонаполненные диэлектрические капилляры // *Сборник трудов "Нелинейные волны" 2008*". — 2008. — С. 140.
- [A48] Skobelev S.A., Mironov V.A., Litvak A.G., Balakin A.A. Self-Compression of a Few-Cycle Petawatt Laser Pulses in Transparent Plasma // *Proc. of II Int. Conf. "High Intensity Lasers and High Field Phenomena (HILAS-2012)*. — 2012. — P. JT2A.64 .
- [A49] Toncian T., Cerchez M., Giesecke A.L., Peth C., Swantusch M., Toncian M., Willi O., Albertazzi B., Fuchs J., Anashkina E.A., Skobelev S.A., Bashinov A.V., Gonoskov A.A., and Kim A.V. Short pulse and short wavelength radiation generation by plasma nonlinearities at the Arcturus Laser Laboratory // *Proc. of 22nd International Laser Physics Workshop (LPHYS 13)*. — 2013.
- [A50] Skobelev S.A., Kim A.V., Litvak A.G., Mironov V.A. Extreme Self-Compression of Few-Cycle Optical Solitons in the Ionization Regime // *Proc. of International Workshop "Nonlinear Photonics: Theory, Materials, Applications"*. — 2015. — P. 130 .

## Список цитированной литературы

- [1] Strickland D., Mourou G. // *Opt. Commun.* — 1985. — Vol. 56. — P. 219.

- [2] Mourou G. // *Appl. Phys. B.* — 1997. — Vol. 65. — P. 205.
- [3] Sung J. H., Lee S. K., Yu T. J., Jeong T. M., Lee J. // *Opt. Lett.* — 2010. — Vol. 35. — P. 3021.
- [4] Umstadter D. P., Barty C., Perry M., Mourou G. // *Optics and Photonics News.* — 1998. — Vol. 9. — P. 41.
- [5] Nisoli M., Silvestri S. De, Svelto O., Szpoc R., Ferencz K., Spielmann Ch., Sartania S., Krausz F. // *Opt. Lett.* — 1997. — Vol. 22. — P. 522.
- [6] Sartania S., Cheng A., Lenzner M., Tempea G., Spielmann Ch., Krausz F., Ferencz K. // *Opt. Lett.* — 1997. — Vol. 22. — P. 1562.
- [7] Husakou A. V., Kalosha V. P., Herrmann J. // *Opt. Lett.* — 2001. — Vol. 26. — P. 1022.
- [8] Cardin V., Thire N., and Beaulieu S., Wanie V., Legarw F., Schmidt E. // *Appl. Phys. Lett.* — 2015. — Vol. 107. — P. 181101.
- [9] Balciunas T., Fourcade-Dutin C., Fan G., Witting T., Voronin A. A., Zheltikov A. M., Gerome F., Paulus G. G., Baltuska A., Benabid F. // *Nature Communication.* — 2015. — Vol. 6. — P. 6117.
- [10] Anderson D., Kim A. V., Lisak M., Mironov V. A., Sergeev A. M., Stenflo L. // *Phys. Rev. E.* — 1995. — Vol. 52. — P. 4564.
- [11] Bree C. *Nonlinear Optics in the Filamentation Regime.* — Springer Science & Business Media, 2012.
- [12] Hauri C. P., Guandalini A., Eckle P., Kornelis W., Biegert J., Keller U. // *Opt. Exp.* — 2005. — Vol. 13. — P. 7541.
- [13] Skupin S., Stibenz G., Bergé L., Lederer F., Sokollik Th., M. Schnürer M., Zhavoronkov N., Steinmeyer G. // *Phys. Rev. E.* — 2006. — Vol. 74. — P. 056604.
- [14] Stibenz G., Zhavoronkov N., Steinmeyer G. // *Opt. Lett.* — 2006. — Vol. 31. — P. 274.
- [15] Kosareva O. G., Murtazin I. N., Panov N. A., Savel'ev A. B., Kandidov V. P., Chin S. L. // *Laser Phys. Lett.* — 2007. — Vol. 126. — P. 4.
- [16] Hauri C. P., Lopez-Martens R. B., Blaga C. I., and Schultz K. D., Cryan J., et al // *Opt. Lett.* — 2007. — Vol. 32. — P. 868.
- [17] Schulz E., Binhammer T., Steingrube D. S., Rausch S., Kovacev M., Morgner U. // *Appl. Phys. B.* — 2009. — Vol. 95. — P. 269.
- [18] Durand M., Jarnac A., Houard A., Liu Y., Grabielle S., Forget N., Durècu A., Couairon A., Mysyrowicz A. // *Phys. Rev. Lett.* — 2013. — Vol. 110. — P. 115003.
- [19] Hemmer M., Baudisch M., Thai A., Couairon A., Biegert J. // *Opt. Express.* — 2013. — Vol. 21. — P. 28095.
- [20] Таланов В. И., Власов С. Н. Самофокусировка волн. — Н. Новгород: ИПФ РАН, 1997.
- [21] Joly N. Y., Nold J., Chang W., Hölzer Ph., Nazarkin A., Wong G. K. L., Biancalana F., Russell P. St. J. // *Phys. Rev. Lett.*



- 2011. — Vol. 106. — P. 203901.
- [22] Saleh M. F., Chang W., Hölzer Ph., and A. Nazarkin and J. C. Travers and N. Y. Joly and Ph. St. J. Russell, and Fabio Biancalana // *Phys. Rev. Lett.*. — 2011. — Vol. 107. — P. 203902.
- [23] Tempea G., Brabec T. // *Opt. Lett.*. — 1998. — Vol. 23. — P. 1286.
- [24] Бабин А. А., Карташов Д. В., Киселев А. М., Ложекпарев В. В., Сергеев А. М., Солодов А. А., Степанов А. Н. // *Письма ЖЭТФ*. — 2002. — Т. 76. — С. 645.
- [25] Wagner N. L., Gibson E. A., Popmintchev T., Christov I. P., Murnane M. M., Kapteyn H. C. // *Phys. Rev. Lett.*. — 2004. — Vol. 93. — P. 173902.
- [26] Malkin V. M., Shvets G., Fisch N. J. // *Phys. Rev. Lett.*. — 1999. — Vol. 82. — P. 4448.
- [27] Malkin V. M., Shvets G., Fisch N. J. // *Phys. Plasmas*. — 2000. — Vol. 7. — P. 2232.
- [28] Trines R. M., Fiuza F., Bingham R., Fonseca R. A., Silva L. O., et al. // *Nature Physics*. — 2011. — Vol. 7. — P. 87.
- [29] Kirkwood R. K., Dewald E., Niemann C., Meezan N., Wilks S. C., Price D. W., et al. // *Phys. Plasmas*. — 2007. — Vol. 14. — P. 113109.
- [30] Mouroua G. A., Fisch N. J., Malkin V. M., Toroker Z., Khazanov E. A., Sergeev A. M., Tajima T., Garrec B. Le // *Optics Communications*. — 2012. — Vol. 285. — P. 720.
- [31] Shorokhov O., Pukhov A., Kostyukov I. // *Phys. Rev. Lett.*. — 2003. — Vol. 91. — P. 265002.
- [32] Ren C., Duda B. J., Hemker R. G., Mori W. B., Katsouleas T., Antonsen T. M., Mora P. // *Phys. Rev. E*. — 2001. — Vol. 63. — P. 026411.
- [33] Gordon D. F., Hafizi B., Hubbard R. F., Penano J. R., Sprangle P., Ting A. // *Phys. Rev. Lett.*. — 2003. — Vol. 90. — P. 215001.
- [34] Абрамян Л. А., Литвак А. Г., Миронов В. А., Сергеев А. М. // *ЖЭТФ*. — 1992. — Т. 102. — С. 1816.
- [35] Berkovsky A. N., Kozlov S. A., Shpolyansky Y. A. // *Phys. Rev. A*. — 2005. — Vol. 72. — P. 043821.
- [36] Козлов С. А. *Нелинейная оптика импульсов предельно коротких длительностей* // *Проблемы когерентной и нелинейной оптики* / Под ред. Гуров И. П., Козлов С. А. — СПб., 2000. — С. 12.
- [37] Gildenburg V. B., Kim A. V., Krupnov V. A., Semenov V. E., Sergeev A. M., Zharova N. A. // *IEEE Trans. on Plasma Science*. — 1993. — Vol. 21. — P. 34.
- [38] Попов В. С. // *УФН*. — 2004. — Т. 174. — P. 921.
- [39] Chang W., Hölzer P., Travers J. C., Russell P. St. J. // *Opt. Lett.*. — 2013. — Vol. 38. — P. 2984.
- [40] Ванин Е. В., Смирнов А. И. // *ЖЭТФ*. — 1996. — Т. 110. — С. 1136.

## Содержание диссертации

<b>Введение</b> .....	<b>8</b>
<b>1 Солитоны с малым числом колебаний поля в среде с керровской нелинейностью</b> .....	<b>49</b>
1.1 Редуцированное волновое уравнение .....	54
1.2 Солитонные структуры циркулярно поляризованного поля в среде с «низкочастотной» дисперсией .....	58
1.3 Солитонная динамика волнового поля с циркулярной поляризацией .....	67
1.4 Динамические свойства «упругих» взаимодействий волновых солитонов .....	70
1.5 Динамика поля с циркулярной поляризацией с учетом высокочастотной дисперсии ( $\mu \neq 0$ ) .....	76
1.6 Самокомпрессия лазерных импульсов на основе солитонной концепции .....	82
1.7 Векторные солитоны .....	89
1.8 Столкновение солитонов, вращающихся в противоположных направлениях .....	106
1.9 Солитонные структуры циркулярно поляризованного поля с произвольной степенной нелинейностью .....	113
1.10 Солитонные решения в рамках полного волнового уравнения ..	117
1.11 Обсуждение результатов .....	129
<b>2 Структурные особенности самофокусировки лазерных импульсов с малым числом колебаний поля в среде с кубичной нелинейностью</b> .....	<b>132</b>
2.1 Постановка задачи. Основные уравнения .....	135
2.2 Качественное исследование динамики самовоздействия .....	142
2.3 Динамика самовоздействия волновых полей в среде без дисперсии .....	149
2.4 Особенности динамики самовоздействия в среде с дисперсией ...	168
2.5 Учет процессов, ограничивающих коллапс волнового поля .....	181
2.6 Обсуждение результатов .....	185
<b>3 Самокомпрессия лазерных импульсов в условиях самофокусировки в среде с аномальной дисперсией</b> .....	<b>188</b>
3.1 Основные уравнения .....	191
3.2 Качественный анализ самокомпрессии волнового пакета .....	196
3.3 Предельные возможности самокомпрессии лазерного импульса в процессе самофокусировки излучения .....	203
3.4 Исследование устойчивости лазерного импульса относительно возмущений .....	208
3.5 Результаты численного моделирования .....	215
3.6 Обсуждение результатов .....	230

<b>4 Экстремальная самокомпрессия солитонов в режиме ионизации газа</b> .....	<b>233</b>
4.1 Постановка задачи. Основные уравнения .....	237
4.2 Самокомпрессия солитона .....	248
4.3 Устойчивость процесса самокомпрессии относительно модификации начального профиля волнового пакета .....	249
4.4 Отличительные особенности компрессии солитонов НУШ от солитонов с малым числом колебаний поля .....	252
4.5 Оптимизация режима самокомпрессии лазерного импульса .....	265
4.6 Обсуждение результатов .....	272
<b>5 Ионизационно-индуцированная самокомпрессия лазерных импульсов мультитераваттного уровня мощности</b> .....	<b>274</b>
5.1 Структура «холодных» мод диэлектрического капилляра .....	277
5.2 Базовая система уравнений на эволюцию ионизирующего импульса в капилляре .....	283
5.3 Качественное исследование .....	296
5.4 «Квазимонододовый» режим распространения излучения .....	302
5.5 Возбуждение нелинейной моды в капилляре .....	315
5.6 Ионизационный компрессор .....	326
5.7 Эксперимент .....	339
5.8 Обсуждение результатов .....	344
<b>6 Самокомпрессия мультипетаваттных лазерных импульсов в условиях возбуждения кильватерной плазменной волны</b> ..	<b>347</b>
6.1 Основные уравнения для описания динамики широкополосных лазерных импульсов .....	351
6.2 Экспериментальные результаты по усилению импульса при обратном рамановском рассеянии .....	364
6.3 Пространственно-временная неустойчивость лазерного импульса в условиях возбуждения кильватерной плазменной волны .....	373
6.4 Анализ модификации спектра лазерного импульса .....	388
6.5 Самокомпрессия лазерного импульса в процессе самофокусировки релятивистски сильного лазерного излучения .....	395
6.6 Шланговая неустойчивость релятивистски сильных лазерных импульсов .....	401
6.7 Экспериментальные результаты по укорочению лазерных импульсов в условиях возбуждения плазменной волны .....	416
6.8 Оптимизация режима самокомпрессии релятивистски сильных лазерных импульсов .....	427
6.9 Одномерная модель .....	432
6.10 Обсуждение результатов .....	442
<b>Заключение</b> .....	<b>446</b>
<b>Список публикаций по теме диссертации</b> .....	<b>449</b>
<b>Литература</b> .....	<b>456</b>

СКОБЕЛЕВ Сергей Александрович

**САМОВОЗДЕЙСТВИЕ ШИРОКОПОЛОСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ  
И ФОРМИРОВАНИЕ ПРЕДЕЛЬНО КОРОТКИХ  
ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ**

Автореферат

Подписано к печати 07.12.2015 г.  
Формат  $60 \times 90^{1/16}$ . Усл. печ. л. 3,25.  
Тираж 120 экз. Заказ № 107 (2015).

Отпечатано в типографии Института прикладной физики РАН,  
603950 г. Н.Новгород, ул. Ульянова, 46