## МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ имени М.В.ЛОМОНОСОВА ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

## ФГУП ВСЕРОССИЙСКИЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ АВТОМАТИКИ имени Н.Л. ДУХОВА

На правах рукописи

## Залозная Елизавета Дмитриевна

# Свойства экстремально сжатого волнового пакета среднего инфракрасного диапазона в объеме прозрачной среды

1.3.19 – лазерная физика

## ДИССЕРТАЦИЯ на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

Научные руководители:

д.ф.-м.н., профессор Кандидов Валерий Петрович

к.ф.-м.н., Дормидонов Александр Евгеньевич

~					
D	Г.П.	aB	ле	ни	e

Глава 1	СОСТОЯНИЕ ИССЛЕДОВАНИЙ ФЕМТОСЕКУНДНОЙ ФИЛАМЕНТАЦИИ В УСЛОВИЯХ АНОМАЛЬНОЙ ДИСПЕРСИИ ГРУППОВОЙ СКОРОСТИ				
1.1	Филаментация излучения и световые пули среднего инфракрасного лиапазона				
1.2	Формирование и параметры световых пуль				
1.3	Спектр световой пули				
1.4	Сдвиг абсолютной фазы				
Глава 2 МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ФЕМТОСЕКУНДНОЙ ФИЛАМЕНТАЦИИ					
2.1	Приближение медленно меняющейся волны				
2.2	Уравнение однонаправленного распространения импульсного излучения				
2.3	Расчетная сетка				
	2.3.1 Приближение медленно меняющейся волны 34				
	2.3.2 Уравнение однонаправленного распространения импульсного излучения 35				
Глава 3	ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ЭКСТРЕМАЛЬНО СЖАТОГО ВОЛНОВОГО				
	ПАКЕТА СРЕДНЕГО ИНФРАКРАСНОГО ДИАПАЗОНА В УСЛОВИЯХ				
	АНОМАЛЬНОЙ ДИСПЕРСИИ ГРУППОВОЙ СКОРОСТИ В ПРОЗРАЧНЫХ				
	ДИЭЛЕКТРИКАХ				
3.1	Пороговая мощность филаментации и образования световой пули				
	3.1.1 Зависимость пороговой мощности от соотношения между дисперсионной и				
	дифракционной длинами волнового пакета 38				
	3.1.2 Сравнение численных результатов с экспериментальными 42				
3.2	Параметр подобия в случае аксиконной фокусировки44				
3.3	Дислокации фазы при аксиконной фокусировке47				
3.4	Влияние энергии на длину пробега световой пули				
3.5	Последовательность световых пуль				
Выводы по главе					
Глава 4	ОСОБЕННОСТИ ГЕНЕРАЦИИ СПЕКТРА СУПЕРКОНТИНУУМА ПРИ ФОРМИРОВАНИИ ЭКСТРЕМАЛЬНО СЖАТОГО ВОЛНОВОГО ПАКЕТА				

	СРЕДНЕГО ИНФРАКРАСНОГО ДИАПАЗОНА В УСЛОВИЯХ АНОМАЛЬНОЙ ДИСПЕРСИИ ГРУППОВОЙ СКОРОСТИ
4.1	Трансформация спектра световой пули60
	4.1.1 Сценарий спектральной эволюции при формировании световой пули 60
	4.1.2 Сценарий формирования антистоксова крыла в спектре световой пули 62
	4.1.3 Спектр световой пули при аксиконной фокусировке 65
4.2	Влияние энергии волнового пакета на антистоксово крыло спектра световой пули66
4.3	Влияние параметра L <sub>dif</sub> /L <sub>disp</sub> на антистоксово крыло спектра световой пули70
4.4	Влияние ширины запрещенной зоны диэлектрика на антистоксово крыло спектра световой пули
4.5	Антистоксово крыло спектра последовательности световых пуль74
Выво	оды по главе79
Глава 5.	ДИНАМИКА ЭКСТРЕМАЛЬНО СЖАТОГО ВОЛНОВОГО ПАКЕТА СРЕДНЕГО
	ИНФРАКРАСНОГО ДИАПАЗОНА
5.1	Размеры световой пули
5.2	«Дыхание» световой пули
	5.2.1 Осцилляции параметров световой пули 88
	5.2.2 Осцилляции световой пули в излучении, сфокусированном аксиконом 94
	5.2.3 Влияние материальной дисперсии на осцилляции параметров световой пули 95
	5.2.4 Влияние длительности импульса на осцилляции параметров световой пули 97
	5.2.5 Влияние эллиптичности поляризации излучения на осцилляции параметров
	световой пули 100
	Выводы по главе
Заключе	ние105
Список и	спользованных источников

#### Введение

Диссертационная работа посвящена исследованию феномена световых пуль – экстремально сжатых волновых пакетов, формирующихся при филаментации фемтосекундного лазерного излучения среднего инфракрасного диапазона (1300 – 6000 нм) в условиях аномальной дисперсии групповой скорости в объеме прозрачных твердотельных диэлектриков.

Актуальность выбранной темы обусловлена активным развитием сферы нелинейной оптики фемтосекундного излучения среднего инфракрасного диапазона. Нелинейнооптическое взаимодействие мощного фемтосекундного излучения с диспергирующей средой, результатом которого является пространственно-временная локализация световой энергии, определяет собой явление филаментации, в основе которого лежит динамическое противостояние керровской самофокусировки излучения и его дефокусировки на самонаведенной лазерной плазме.

Сжатие волнового пакета по пространству за счет самофокусировки и расплывание его во времени в условиях нормальной дисперсии групповой скорости приводит к распаду импульса на субимпульсы, каждый из которых характеризуется собственным спектральным составом и своей групповой скоростью. При филаментации излучения в условиях аномальной дисперсии групповой скорости наряду с самофокусировкой пучка в пространстве наблюдается самосжатие импульса во времени, компенсирующее дисперсионное расплывание. В результате согласованной компрессии волнового пакета в пространстве И во времени возможно зарождение экстремально сжатого высокоинтенсивного объекта – световой пули, интенсивность которой достигает  $10^{14}$  TBt/см<sup>2</sup>, а длительность сравнима с периодом оптических осцилляций.

На сегодняшний день явление филаментации фемтосекундного излучения широко исследовано в спектральном диапазоне, соответствующем нормальной дисперсии групповой скорости. Всестороннему изучению этого явления посвящено множество работ, где сформулированы основные закономерности трансформации волнового пакета, установлена определяющая роль резервуара энергии в поддержании высокой локализации светового поля в филаменте на протяженных трассах, показана возможность генерации суперконтинуума со спектральной полосой, простирающейся от видимого до среднего инфракрасного диапазона.

Активная в настоящее время разработка мощных лазерных источников фемтосекундного излучения среднего инфракрасного диапазона, соответствующего области аномальной дисперсии групповой скорости многих прозрачных диэлектриков,

обеспечивает высокий уровень актуальности исследований формирования и динамики световых пуль при распространении лазерного излучения в объеме среды. Нелинейное взаимодействие интенсивного светового поля со средой вызывает значительное изменение пространственно-временных и спектральных характеристик излучения, определение основных особенностей которого позволит целенаправленно задавать параметры формирующихся экстремально сжатых волновых пакетов.

Высокая пространственно-временная локализация оптического излучения и нелинейное сверхуширение частотно-углового спектра световой пули привлекают внимание ученых не только с фундаментальной точки зрения, но и как актуальные прикладные вопросы современной нелинейной оптики.

Короткая длительность световой пули делает её перспективным инструментом для методов диагностики и управления сверхбыстрыми процессами в атомарных и молекулярных системах, твердом теле и биологических объектах, характерные времена которых сравнимы с периодом оптических осцилляций. Однако, высокая чувствительность таких процессов к абсолютной фазе воздействующего светового поля требует подробного исследования закономерностей формирования и распространения экстремально сжатых волновых пакетов.

Высокая интенсивность световой пули, ее малые поперечные размеры и значительная протяженность нелинейного взаимодействия со средой распространения позволяет осуществлять неразрушающую микромодификацию материала и запись волноводных структур, например, для создания элементов микрооптики. В отличие от режима воздействия остро сфокусированными пучками, когда за один выстрел происходит модификация объема среды, соответствующего перетяжке светового поля, режим филаметации позволяет прочерчивать протяженную структуру при однократном воздействии. При этом, фазовые эффекты при взаимодействии одноциклового волнового пакета со средой в значительной степени определяют вероятность нелинейной фото-ионизации и образования центров окраски, позволяя прецизионно управлять формируемым треком.

Сверхуширение частотно-углового спектра при формировании световой пули – генерация конической эмиссии суперконтинуума или так называемых импульсов «белого света», характеризуется спектральной полосой, перекрывающей видимый и инфракрасный диапазоны длин волн, и обладает узкой направленностью, высокими спектральной яркостью и степенью когерентности входящих в его состав спектральных компонент. В условиях аномальной дисперсии групповой скорости происходит эффективная перекачка энергии инфракрасного импульса в видимую область и в спектре суперконтинуума

формируется изолированное антистоксово крыло. Установление закономерностей нелинейной фазовой модуляции световой пули и управления ее спектральными свойствами позволит использовать ее в качестве источника затравки для параметрических генераторов света фемтосекундной длительности.

Несмотря на значительное число исследований, посвященных изучению феномена световых пуль и характеризующих достаточную **степень разработанности** выбранной темы, остается ряд нерешенных проблем, связанных с влиянием различных факторов на формирование, распространение и спектр экстремально сжатых волновых пакетов, что делает проводимые исследования востребованными.

В настоящей диссертации изучаются условия образования и основные свойства высокоинтенсивных одноцикловых световых пуль, зародившихся в волновых пакетах с гауссовым или бессель-гауссовым пространственным профилем в объеме плавленого кварца, фторидов лития, кальция и бария. Подробно исследуется динамика сформировавшейся световой пули и ее нелинейно-оптическое воздействие на среду распространения. Исследуются факторы, определяющие трансформацию частотноуглового спектра – генерацию широкополосного суперконтинуума и формирование изолированного антистоксова крыла в видимой области при самокомпрессии и распространении одноциклового волнового пакета.

Цель диссертационной работы состоит в определении основных свойств экстремально сжатых волновых пакетов среднего инфракрасного диапазона, формируемых в объеме прозрачных твердотельных диэлектриков при филаментации фемтосекундного лазерного излучения в условиях аномальной дисперсии групповой скорости.

В соответствии с поставленной целью сформулированы и решены следующие **основные задачи**:

– Определение пороговой мощности формирования световой пули среднего инфракрасного диапазона в зависимости от соотношения между дифракционной и дисперсионной длинами волнового пакета. Исследование влияния энергии волнового пакета на время жизни световой пули и возможность формирования последовательности световых пуль. Анализ формирования последовательности световых пуль при филаментации волновых пакетов с различным соотношением дифракционной и дисперсионной длин;

 Исследование особенностей формирования антистоксовой полосы суперконтинуума при филаментации фемтосекундных волновых пакетов в прозрачных твердотельных

диэлектриках в условиях аномальной дисперсии групповой скорости. Анализ влияния соотношения между дифракционной и дисперсионной длинами волнового пакета, энергии излучения и ширины запрещенной зоны диэлектрика на антистоксову полосу суперконтинуума световой пули;

 Исследование динамического изменения длительности, радиуса, и энергии световых пуль среднего инфракрасного диапазона при их распространении в твердотельных прозрачных диэлектриках в условиях аномальной дисперсии групповой скорости;

Анализ влияния аксиконной фокусировки излучения на особенности формирования
 и динамики световых пуль среднего инфракрасного диапазона. Исследование
 дислокаций фазы, возникающих в волновом пакете бессель-гауссова
 пространственного профиля при его филаментации в среде с керровской
 нелинейностью.

**Объектом** исследования диссертационной работы является экстремально сжатое в пространстве и времени высокоинтенсивное фемтосекундное лазерное излучение среднего инфракрасного диапазона – световая пуля. **Предметом** исследования является пространственно-временная и спектральная трансформация указанного излучения при распространении в прозрачных твердотельных диэлектриках, а также особенности нелинейно-оптического взаимодействия световой пули со средой распространения.

**Научная новизна** проведенных исследований определяется результатами, полученными в диссертации впервые, и состоит в следующем:

– Впервые установлено, что отношение дифракционной длины волнового пакета к его дисперсионной длине определяет пороговую мощность образования световой пули при филаментации фемтосекундного лазерного излучения в условиях аномальной дисперсии групповой скорости. Сформулированы закономерности пространственновременной трансформации излучения при филаментации в условиях аномальной дисперсии групповой скорости в зависимости от соотношения его дифракционной и дисперсионной длин.

– Обнаружено и численно исследовано формирование особых точек с разрывом волнового фронта при филаментации и образовании световой пули в излучении с бессель-гауссовым пространственным профилем. Выделены различные режимы филаментации в условиях аномальной дисперсии групповой скорости фемтосекундного излучения среднего инфракрасного диапазона, сфокусированного

конической линзой. Показана возможность перехода между режимами посредством изменения соотношения между длиной самофокусировки и фокусом конической линзы.

– Впервые продемонстрирована определяющая роль порядка многофотонности процесса ионизации диэлектрика в формировании антистоксова крыла спектра световой пули при численном моделировании филаментации фемтосекундного излучения в условиях аномальной дисперсии групповой скорости в ряде модельных сред с варьируемой шириной запрещенной зоны.

 Обнаружено появление модуляции интенсивности спектральных компонент антистоксова крыла спектра суперконтинуума при формировании в диэлектрике последовательности из нескольких световых пуль.

– Развит единый подход к определению параметров экстремально сжатых волновых пакетов, независимый от их формы и ширины спектра. Предложенный подход позволил впервые определить абсолютные параметры световой пули, исследовать эволюцию длительности, радиуса и энергии при формировании и распространении световой пули в объеме прозрачной среды.

Теоретическая и практическая значимость проведенных исследований заключается возможном использовании введенных общих закономерностей формирования в высокоинтенсивных световых пуль и генерации широкополосного суперконтинуума при создании мощных одноцикловых импульсов среднего инфракрасного диапазона с управляемыми параметрами, а также прогнозировании результатов экспериментальных исследований. Изучение экстремально локализованных световых пуль с широким спектром открывает новые возможности в развитии нелинейно-оптических методов исследования с высоким пространственным и временным разрешением, дистанционных методов флуоресцентной широкополосного зондирования, И эмиссионной нелинейной спектроскопии окружающей среды, в транспортировке энергии высокой мощности на большие расстояния. Представленные в диссертационной работе результаты расширяют физические представления о явлении филаментации при аномальной дисперсии групповой скорости и формировании экстремально сжатых волновых пакетов в объеме нелинейной диспергирующей среды.

Методология диссертационного исследования основана на современных методах компьютерного моделирования распространения импульсного излучения в объеме

прозрачной среды, основные результаты которого подтверждены в экспериментах, проведенных в центре коллективного пользования Института спектроскопии Российской академии наук. Численное моделирование филаментации фемтосекундного волнового пакета среднего инфракрасного диапазона в объеме прозрачного диэлектрика в условиях аномальной дисперсии групповой скорости проводилось с помощью двух различных математических моделей – приближения медленно меняющейся волны и приближения однонаправленного распространения импульсного излучения. Вычисления проводились на многопроцессорных вычислительных кластерах с использованием параллельного компьютерного кода. Исследовалась пространственно-временная и спектральная трансформация волнового пакета при формировании световых пуль в плавленом кварце, фторидах лития, кальция и бария.

#### Защищаемые положения

1. Пороговая мощность образования световой пули в условиях аномальной дисперсии групповой скорости, отнесенная к критической мощности стационарной самофокусировки гауссового пучка  $P_{cr}$ , определяется параметром подобия — отношением дифракционной длины волнового пакета к его дисперсионной длине  $L_{dif}/L_{disp}$ . При  $L_{dif}/L_{disp} < 1$  возможно формирование световой пули в волновом пакете, мощность которого ниже критической  $P_{cr}$ , при  $L_{dif}/L_{disp} > 1$  пороговая мощность становится в несколько раз выше  $P_{cr}$ .

2. Параметр подобия  $L_{dif}/L_{disp}$  определяет сценарий пространственно-временной трансформации волнового пакета при нелинейно-оптическом взаимодействии с прозрачным диэлектриком в условиях аномальной дисперсии групповой скорости. В случае  $L_{dif}/L_{disp} < 1$  компрессия волнового пакета во времени преобладает над пространственной самофокусировкой, при  $L_{dif}/L_{disp} > 1$  линейное дисперсионное расплывание препятствует сжатию волнового пакета во времени. Приближенное равенство  $L_{dif}/L_{disp} \approx 1$  обеспечивает согласованную компрессию в пространстве и времени.

3. В распределении напряженности электрического поля E(r, t) световой пули, сформированной в прозрачном диэлектрике при фокусировке фемтосекундного волнового пакета аксиконом, присутствуют дислокации со скачком фазы  $2\pi$ , расположенные на окружностях с центром на оси пучка. Кольцевые дислокации возникают парами противоположного знака в различных временных слоях и мигрируют в плоскости (r, t) при распространении световой пули.

 Крутизна фронтов временного профиля световой пули возрастает с увеличением начальной энергии излучения при L<sub>dif</sub>/L<sub>disp</sub> << 1, что приводит к смещению максимума антистоксова крыла спектра в коротковолновую область. При L<sub>dif</sub>/L<sub>disp</sub> ≥ 1 сильная компрессия волнового пакета во времени приводит к формированию устойчивой световой пули, положение максимума антистоксового крыла которой не зависит от начальной энергии.

5. Крутизна заднего фронта временного профиля световой пули и градиент напряженности электрического поля в поперечном сечении пучка возрастают с увеличением порядка многофотонности процесса ионизации среды, что приводит к уменьшению длины волны максимума антистоксова крыла и увеличению предельного угла конической эмиссии суперконтинуума световой пули.

6. Пространственно-временные и энергетические параметры ядра световой пули, определяемого по уровню e<sup>-1</sup> квадрата модуля напряженности электрического поля, синхронно осциллируют при распространении световой пули в диспергирующей среде. Амплитуда осцилляций возрастает при уменьшении отношения длительности τ<sub>c</sub> ядра световой пули к периоду T<sub>0</sub> колебаний светового поля и стремится к нулю при τ<sub>c</sub>/T<sub>0</sub> > 2.

Достоверность численно рассчитанных результатов подтверждается повторяемостью при изменении используемой численной модели и согласованностью с экспериментальными результатами. Все основные результаты, представленные в диссертационной работе, прошли проверку во время рецензирования при публикации в высокорейтинговых научных журналах и в процессе обсуждения с ведущими мировыми специалистами на тематических конференциях.

Материалы диссертационной работы представлены в 16 статьях, опубликованных в реферируемых журналах «Квантовая электроника», «JOSA B», «Laser Physics Letters», «Applied Physics B», «Письма в ЖЭТФ», «Оптика и спектроскопия», «Вестник Московского Университета», «Оптика атмосферы и океана», «Краткие сообщения по физике»:

1. Залозная Е.Д., Дормидонов А.Е., Кандидов В.П. Влияние параметров фемтосекундного излучения ближнего и среднего ИК-диапазонов на закономерности формирования последовательности световых пуль в прозрачных диэлектриках // Оптика атмосферы и океана. 2016. Т. 29, № 3. С. 184-191.

2. Чекалин С.В., Компанец В.О., Дормидонов А.Е., Залозная Е.Д., Кандидов В.П. Спектр СК при филаментации лазерных импульсов в условиях сильной и слабой аномальной дисперсии групповой скорости в прозрачных диэлектриках // Квантовая электроника. 2017. Т.47, № 3. С. 252-258.

Перевод: Chekalin S.V., Kompanets V.O., Dormidonov A.E., Zaloznaya E.D., Kandidov V.P. Supercontinuum spectrum upon filamentation of laser pulses under conditions of

strong and weak anomalous group velocity dispersion in transparent dielectrics // Quantum Electronics. 2017. Vol.47, № 3. P. 252-258.

3. Залозная Е.Д., Компанец В.О., Дормидонов А.Е., Чекалин С.В., Кандидов В.П. Параметр подобия процесса образования световых пуль среднего ИК-диапазона // Квантовая электроника. 2018. Т.48, № 4. С. 366-371.

Перевод: Zaloznaya E.D., Kompanets V.O., Dormidonov A.E., Chekalin S.V., Kandidov V.P Similarity parameter for the process of mid-IR light bullet formation // Quantum Electronics. 2018. Vol.48, № 4. P. 366-371.

4. Чекалин С.В., Компанец В.О., Залозная Е.Д., Кандидов В.П. Влияние ДГС на фемтосекундную филаментацию бессель-гауссова пучка // Квантовая электроника. 2019. Т.49, № 4. С. 344-349.

Перевод: Chekalin S.V., Kompanets V.O., **Zaloznaya E.D.**, Kandidov V.P Effect of GVD on femtosecond filamentation of Bessel-Gaussian beams // Quantum Electronics. 2019. Vol.49, № 4. P. 344-349.

5. Chekalin S.V., Dormidonov A.E., Kompanets V.O., **Zaloznaya E.D.**, Kandidov V.P. Light bullet supercontinuum // Journal of the Optical Society of America B. 2019. Vol.36, № 2, P. A43-A53.

6. Залозная Е.Д., Дормидонов А.Е., Компанец В.О. Влияние характерных масштабов фемтосекундного волнового пакета среднего ИК диапазона на пороговую мощность филаментации // Краткие сообщения по физике. 2019. Т. 4. С. 20-26.

*Перевод:* **Zaloznaya E.D.**, Dormidonov A.E., Kompanets V.O. Effect of scale characteristics of a femtosecond mid-IR wave packet on the threshold power of filamentation // Bulletin of the Lebedev Physics Institute. 2019. Vol.46. P. 122-125.

7. Geints I.Yu., **Zaloznaya E.D.**, Kompanets V.O., Dormidonov A.E., Chekalin S.V., Kandidov V.P. Dependence of the short-wavelength cutoff in the mid-IR pulse spectrum on the interaction length in SiO<sub>2</sub> and CaF<sub>2</sub> // Journal of Physics: Conference Series. 2020. Vol. 1692. P. 012016.

8. Залозная Е.Д., Компанец В.О., Чекалин С.В., Дормидонов А.Е., Кандидов В.П. Интерференционные эффекты в формировании спектра световой пули при аксиконной фокусировке // Квантовая электроника. 2020. Т.50, № 4. С. 366-374.

Перевод: Zaloznaya E.D., Kompanets V.O., Chekalin S.V., Dormidonov A.E., Kandidov V.P Interference effects in the formation of the light bullet spectrum under axicon focusing // Quantum Electronics. 2020. Vol.50, № 4. Р. 366-374.

9. Залозная Е.Д., Дормидонов А.Е., Компанец В.О., Чекалин С.В., Кандидов В.П. Параметры световой пули // Письма в "Журнал экспериментальной и теоретической физики". 2021. Т.113, № 12. С. 817-824.

Перевод: Zaloznaya E.D., Dormidonov A.E., Kompanets V.O., Chekalin S.V., Kandidov V.P Parameters of a light bullet // JETP Letters. 2021. Vol.113, № 12. P. 787-793.

10. **Zaloznaya E.D.**, Kompanets V.O., Dormidonov A.E., Geints I.Yu., Chekalin S.V., Kandidov V.P. Short-wavelength cutoff of the light bullet spectrum in calcium fluoride // Applied Physics B: Lasers and Optics. 2021. Vol.127. P. 42.

11. Кандидов В.П., **Залозная Е.Д.**, Дормидонов А.Е., Компанец В.О., Чекалин С.В. Световые пули в прозрачных диэлектриках // Квантовая электроника. 2022. Т.52, № 3, 233-246.

Перевод: Kandidov V.P, **Zaloznaya E.D.**, Dormidonov A.E., Kompanets V.O., Chekalin S.V., Light bullets in transparent dielectrics// Quantum Electronics. 2022. Vol.52, № 3. P. 233-246.

12. Дормидонов А.Е., Залозная Е.Д., Кандидов В.П., Компанец В.О., Чекалин С.В. Формирование световой пули эллиптически поляризованного излучения // Письма в "Журнал экспериментальной и теоретической физики". 2022. Т.115, № 1. С. 15-19.

Перевод: Dormidonov A.E., **Zaloznaya E.D.**, Kandidov V.P, Kompanets V.O., Chekalin S.V. Formation of a light bullet of elliptically polarized radiation // JETP Letters. 2022. Vol.115, № 1. P. 11-15.

13. Дормидонов А.Е., **Залозная Е.Д.**, Компанец В.О., Чекалин С.В., Кандидов В.П. Определение длительности одноцикловой световой пули среднего инфракрасного диапазона по структуре индуцированных плазменных каналов или центров окраски // Письма в "Журнал экспериментальной и теоретической физики". 2022. Т.116, № 7. С. 434-441.

Перевод: Dormidonov A.E., **Zaloznaya E.D.**, Kompanets V.O., Chekalin S.V., Kandidov V.P Determination of the duration of a mid-infrared single-cycle light bullet from the structure of induced plasma channels of color centers // JETP Letters. 2022. Vol.116, № 7. P. 434-441.

14. Залозная Е.Д., Дормидонов А.Е., Компанец В.О., Чекалин С.В., Кандидов В.П., Влияние материальной дисперсии на осцилляции одноциклового волнового пакета, Оптика и спектроскопия. 2022. Т.130, № 12. С. 1871-1874.

15. **Zaloznaya E.D.**, Kompanets V.O., Savvin A.D., Dormidonov A.E., Chekalin S.V., Kandidov V.P. Carrier-envelope phase effect on light bullet dynamics // Laser Phys. Lett. 2022. Vol.19, № 7. P. 075402.

16. Залозная Е.Д., Дормидонов А.Е., Кандидов В.П. Экстремально сжатые волновые пакеты в излучении, сфокусированном аксиконом // Квантовая электроника. 2023. Т.53, №
6. С. 469-474.

и 4 статьях, опубликованных в сборниках «Proceedings of SPIE» и трудах «Всероссийского молодежного конкурса-конференции научных работ по оптике и лазерной физике»:

1. **Zaloznaya E.D.**, Kandidov V.P. Optimal conditions for the formation of high-intensity light bullets in a femtosecond filament // Proc. SPIE 10770. 2018. Vol. 107700Z, c. 107700Z-1-107700Z-6.

2. **Zaloznaya E.D.**, Kandidov V.P. Dynamics of mid-IR light bullets// Proc. SPIE 10833, 24<sup>th</sup> International Symposium on Atmospheric and Ocean Optics: Atmospheric Physics. 2018. Vol. 108333, № 108331X. P. 1-5.

3. Залозная Е.Д., Дормидонов А.Е., Компанец В.О. Влияние характерных масштабов фемтосекундного волнового пакета среднего ИК диапазона на пороговую мощность филаментации // Сборник трудов XVI Всероссийского молодежного Самарского конкурса – конференции научных работ по оптике и лазерной физике. 2018. С. 315-321.

4. Залозная Е.Д., Дормидонов А.Е. Пространственно-временная трансформация световой пули при распространении в прозрачном диэлектрике // Сборник трудов XVII Всероссийского молодежного Самарского конкурса – конференции научных работ по оптике и лазерной физике. 2019. С. 89-95.

исследования Результаты диссертационного прошли апробацию на таких всероссийских и международных конференциях как «Всероссийская молодежная конференция по фундаментальным и инновационным вопросам современной физики» (Москва, Россия, 2016), «Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых по фундаментальным наукам Ломоносов» (Москва, Россия, 2016/2017/2018/2019), «International coherent laser radar conference» (Боулдер, США, 2016), «International conference on Ultrafast Optical Science (UltrafastLight)» (Москва, Россия, 2017/2019/2020/2021), «Международный симпозиум Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы» (Томск, Россия, 2018), «Всероссийский молодежный конкурс-конференция научных работ по оптике и лазерной физике» (Самара, Россия, 2018/2019), «SPIE Optics + Photonics» (Сан Диего, США, 2018), «Международная конференция Фундаментальные проблемы оптики (ФПО)» (Санкт-Петербург, Россия, 2019), «Школа-семинар Волновые явления: физика и применения (Волны)» (Красновидово, Россия, 2022), «International Conference on Laser Filamentation (COFIL)» (Ханья, Греция, 2022), «International congress on energy fluxes and

radiation effects (EFRE)» (Томск, Россия, 2022), «Latin America optica and photonics conference (LAOP)» (Ресифи, Бразилия, 2022), «Fortov international conference on interaction of intense energy fluxes with matter (ELBRUS)» (Терскол, Россия, 2023), «International conference on materials for advanced technologies (ICMAT)» (Сингапур, 2023).

**Личный вклад автора** состоит в самостоятельной постановке задач исследования, проведении численных расчетов, обработке и анализе полученных результатов. Все представленные в диссертационной работе численные результаты получены автором лично. Автором осуществлено планирование и постановка экспериментальных исследований, а также выполнена обработка и дана физическая интерпретация экспериментальных результатов, полученных на многофункциональном фемтосекундном лазерном комплексе Центра коллективного пользования Института спектроскопии Российской академии наук.

## Глава 1 СОСТОЯНИЕ ИССЛЕДОВАНИЙ ФЕМТОСЕКУНДНОЙ ФИЛАМЕНТАЦИИ В УСЛОВИЯХ АНОМАЛЬНОЙ ДИСПЕРСИИ ГРУППОВОЙ СКОРОСТИ

#### 1.1 Филаментация излучения и световые пули среднего инфракрасного диапазона

Распространение фемтосекундного волнового пакета высокой мощности в оптически прозрачном диэлектрике непременно сопровождается проявлением эффектов нелинейного самовоздействия излучения, вследствие чего его взаимодействие со средой определяется кубической и плазменной нелинейностями. При достижении пиковой интенсивностью порога фотоионизации среды в процессе керровской самофокусировки, в объеме среды начинается генерация лазерной плазмы, нестационарная дефокусировка излучения на которой обеспечивает насыщение интенсивности в волновом пакете, предотвращая ее дальнейший рост [1; 2]. В результате динамического противостояния керровской самофокусировки излучения и его дефокусировки на самонаведенной лазерной плазме высокоинтенсивное излучение распространяется на значительные расстояния вдоль тонких нитей – филаментов [3].

Результаты всестороннего исследования явления фемтосекундной филаментации, известного и изучаемого уже более тридцати лет, к настоящему моменту подробно изложены в обширных обзорных работах [3–8]. Физическая интерпретация формирования протяженного филамента с высокой концентрацией световой энергии сформулирована в [9; 10] в виде динамической модели движущихся фокусов. Согласно этой модели, временной слой с мощностью Р фокусируется в точку на оси распространения излучения на расстоянии L<sub>marb</sub>, определяемом по формуле Марбургера-Таланова [11; 12]:

$$L_{marb} = \frac{0.366k_0 r_0^2}{[(\sqrt{P/P_{cr}} - 0.825)^2 - 0.03]^{1/2}},$$
(1.1)

где  $k_0 = 2\pi/\lambda_0$  – волновое число,  $r_0$  – радиус пучка по уровню интенсивности  $e^{-1}$ ,  $P_{cr}$  – критическая мощность самофокусировки пучка непрерывного излучения. Согласно (1.1) точка фокусировки центрального временного слоя, где мощность максимальна, соответствует наименьшему  $L_{marb}$ , которое монотонно возрастает по мере уменьшения мощности в фокусирующемся временном слое. Таким образом, филамент представляет собой непрерывное множество нелинейных фокусов различных временных слоев импульса, которое можно интерпретировать как один движущийся фокус. Стоит заметить, что генерация лазерной плазмы в результате возрастания интенсивности вследствие самофокусировки переднего фронта импульса препятствует локализации вдоль оси распространения мощности временных слоев заднего фронта. Наведенная плазма играет

роль рассеивающей линзы, приводя к дефокусировке светового поля на хвосте импульса и ограничивая коллапсирующий рост интенсивности волнового пакета – явление насыщения [5]. Насыщение пиковой интенсивности в волновом пакете при филаментации экспериментально зарегистрировано в [13] по отсутствию дополнительного уширения спектра при увеличении энергии излучения выше порога возникновения филамента. Согласно численному и экспериментальному исследованию трансформации спектра волнового пакета при филаментации, проведенному в [14], концепция определяющего влияния высших порядков нелинейности на насыщение интенсивности в филаменте, обсуждаемая в [15; 16], противоречит регистрируемой картине антистоксовой полосы спектра, а следовательно не является подтвержденной.

При филаментации волнового пакета происходит непрерывный перенос мощности между центральной и периферийной частями пучка в результате сменяющих друг друга актов самофокусировки, дефокусировки и рефокусировки излучения [17], где под рефокусировкой понимается самофокусировка светового поля, рассеянного на плазме [18; 19]. Как экспериментально показано в [20–22], резервуар энергии, расположенный на периферии пучка и обеспечивающий постоянную подкачку излучения к его оси [23], играет ключевую роль в поддержании высокой локализации светового поля в филаменте на протяженных трассах.

Регистрация положения филамента в диэлектрике возможна по сигналу люминесценции наведенного плазменного канала, указывающего на положение и протяженность области наивысшей локализации световой энергии, а следовательно, и наибольшей эффективности ее нелинейно-оптического воздействия на диэлектрик. Непрерывные плазменные каналы протяженностью до 100 м регистрировались в воздухе при филаментации чирпированных лазерных импульсов [24]. При этом в коллимированном излучении без фазовой модуляции длина филамента в воздухе составляет десятки метров. В [25] сообщалось о возможности переноса на интервале 50 м излучения пиковой мощностью более 1.5 ТВт в воздухе, что превышало 12% энергии волнового пакета. В конденсированных же средах длина филамента в среднем составляет десятки миллиметров.

Важной задачей для практических применений лазерно-индуцированной плазмы, к которым относится, например, дистанционная спектроскопия, является увеличение протяженности наведенных филаментом плазменных каналов. Несмотря на то, что существование филамента определяется резервуаром энергии [23], многократное увеличение начальной мощности волнового пакета по сравнению с критической мощностью самофокусировки P<sub>cr</sub> не вызывает роста ни длины филамента, ни соответственно области существования плазменного канала, а лишь приводит к инициации

множественной филаментации [26]. Филаментация волнового пакета, мощность которого в десятки раз превышает P<sub>cr</sub>, характеризуется зарождением в плоскости поперечного сечения пучка нескольких случайно расположенных самостоятельных филаментов. Это явление развивается вследствие модуляционной неустойчивости интенсивного светового поля [27] и мелкомасштабной самофокусировки излучения на неоднородностях среды распространения и возмущениях светового поля, генерируемого лазерной системой. Картина распределения множества филаментов, формирующихся в этом случае, является стохастической – как в плоскости поперечного сечения, так и в направлении распространения излучения.

Новые возможности в вопросах создания протяженного плазменного канала открывает использование аксиконной фокусировки при инициации филамента, что обусловлено превышением длины области локализации излучения при фокусировке конической линзой по сравнению с длиной перетяжки сферической линзы [28]. Так, в [29] экспериментально зарегистрировано четырехкратное увеличение длины плазменного канала, наведенного в воздухе при филаментации излучения на длине волны 800 нм, сфокусированного аксиконом, по сравнению со случаем фокусировки сферической линзой.

При фокусировке коллимированного гауссова пучка с помощью аксикона, пространственный профиль излучения приобретает бессель-гауссово распределение интенсивности, представляющее собой центральный интенсивный максимум и окружающие его концентрические кольца меньшей интенсивности. При прохождении аксикона плоский волновой фронт падающего излучения трансформируется в конический за счет приобретения пучком пространственной фазовой модуляции  $\varphi(\mathbf{r}) = \mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r} \cdot \sin \beta$ , где  $2\beta = (\arcsin(n_{ax} \cdot \sin \alpha) - \alpha)/n_{med} - угол при вершине сходящегося конуса, <math>\alpha - угол при основании аксикона, <math>n_{ax}$  и  $n_{med}$  – показатели преломления материала аксикона и среды. Интерференция формируемых при этом конических волн приводит к бессель-гауссову распределению светового поля в плоскости поперечного сечения пучка, максимум интенсивности в котором достигается на расстоянии  $L_{bess}$ , называемом фокусом аксикона [28].

Рисунок 1а демонстрирует схематическое изображение трансформации излучения при фокусировке аксиконом коллимированного гауссова пучка непрерывного излучения. В области перекрытия сходящихся плоских волн, выделенная на рисунке 1а темным ромбом, происходит интерференция светового поля, приводящая к формированию бессель-гауссова пучка. Принимая во внимание малую интенсивность на периферии гауссова пучка (r > r<sub>0</sub>), длину области интерференции L<sub>interf</sub>, и в то же время области наибольшей линейной локализации светового поля можно определить как:

$$L_{\text{interf}} = \frac{r_0}{tg\beta}.$$
 (1.2)

Из (1.2) и выражения для угла β видно, что с увеличением угла при основании аксикона α длина области, на которой происходит интерференция сходящихся пучков, уменьшается, что характеризует переход от режима мягкой фокусировки к режиму острой фокусировки аксиконом.

Фокусное расстояние аксикона L<sub>bess</sub> определяется пространственным распределением интенсивности фокусируемого излучения и для гауссового пучка, падающего на аксикон, задается формулой:

$$L_{\text{bess}} = \frac{r_0}{\sqrt{2}tg\beta}.$$
 (1.3)

На рисунке 16 представлен полученный численно для фемтосекундного излучения на длине волны  $\lambda_0 = 1250$  нм радиальный профиль интенсивности бессель-гауссова пучка, сформировавшегося в воздухе на расстоянии L<sub>bess</sub> = 156 мм от аксикона с углом  $\alpha = 0.5^{\circ}$ . Из рисунка 16 видно, что интенсивность в центральном максимуме бессель-гауссова пучка много больше, чем в охватывающих его концентрических кольцах. Поэтому процесс фемтосекундной филаментации определяется мощностью, содержащейся в центральном лепестке распределения интенсивности в поперечном сечении.

Аксиконная фокусировка лазерного излучения вносит значительные изменения в процесс фемтосекундной филаментации. Три различных режима филаментации бесселевых пучков в зависимости от угла сходимости излучения на длине волны 527 нм выделены и численно исследованы в [30]. Согласно результатам экспериментального исследования зависимости режима филаментации излучения на длине волны 800 нм в BaF<sub>2</sub> от угла α при основании аксикона, представленным в [31], порог образования филамента монотонно возрастает при уменьшении α от 7.5 до 1 градуса.



**Рисунок** 1 – (а) схематическое изображение фокусировки аксиконом гауссова пучка; (б) радиальный профиль интенсивности бессель-гауссова пучка в воздухе на расстоянии 156 мм от аксикона, фокусирующего фемтосекундное излучение длительностью 72 фс на длине волны 1250 нм.

Выполненное в [32] подробное численное и экспериментальное исследование факторов, влияющих на структуру плазменных каналов, созданных в плавленом кварце при филаментации излучения, показало, что управление их протяженностью и взаимным расположением возможно с помощью изменения кривизны волнового фронта излучения, сфокусированного [33] конической линзой. Авторы экспериментально продемонстрировали способ дополнительного увеличения длины плазменного канала в воздухе посредством варьирования начальной расходимости пучка, падающего на фокусирующий аксикон, с сохранением при этом равномерности распределения концентрации свободных электронов вдоль плазменного канала [34]. Согласно [35] положение зарождения и исчезновения филамента в излучении с кольцевым пространственным профилем однозначно определяются внутренним и внешним его радиусами и могут изменяться подбором параметров амплитудной маски и диафрагмы, установленных перед фокусирующим аксиконом. Возможность управления положением филамента и его длиной, то есть промежутком, на котором поддерживается высокая концентрация светового поля, является необходимым условием создания систем передачи лазерной энергии высокой плотности.

Экспериментальные исследования филаментации волновых пакетов, мощность которых в десятки раз превышает критическую мощность самофокусировки Р<sub>сг</sub>, показали, что использование аксиконной фокусировки позволяет подавить развитие множественной филаментации [32]. При этом, диапазон мощностей, в котором наблюдается одиночная филаментация, шире для случая филаментации в условиях аномальной дисперсии групповой скорости (ДГС), чем в условиях нормальной ДГС.

Трансформация излучения при филаментации существенным образом зависит от ДГС, как в объеме диэлектрика [36–38], где ДГС определяется материальной дисперсией среды, так и в волноводных структурах с задаваемой дисперсионной зависимостью [39; 40]. За счет фазовой самомодуляции импульса во времени в среде с керровской нелинейностью спектр распространяющегося волнового пакета уширяется, обогащаясь как высокочастотными, так и низкочастотными спектральными компонентами. Более низкие частоты при этом возникают на переднем фронте импульса, в то время как более высокие – на заднем. Сжатие волнового пакета по пространству за счет керровской самофокусировки и расплывание его во времени в условиях нормальной ДГС, при которой параметр дисперсии  $k_2 = \partial^2 k(\omega)/\partial \omega^2$  больше нуля, где  $k(\omega)$  описывает закон материальной дисперсии среды, приводит к распаду импульса на субимпульсы в среде с положительной кубической нелинейностью [38; 41; 42]. Каждый из образовавшихся субимпульсов, характеризуемых собственным спектральный

высокоинтенсивный импульс [43]. В [44] обсуждалось сокращение длительности импульса с 45 фс до 8 фс при распространении в воздухе на длине волны 800 нм. Наблюдаемое в условиях нормальной ДГС сжатие импульса во времени объясняется слабым проявлением дисперсионных эффектов в воздухе, что в условиях возрастания интенсивности за счет пространственной самофокусировки приводит к уменьшению длительности волнового пакета, определяемой по уровню интенсивности е<sup>-1</sup>. В условиях аномальной дисперсии групповой скорости ( $k_2 < 0$ ) скорость распространения коротковолновых спектральных компонент выше групповой скорости длинноволновых, поэтому наряду с самофокусировкой пучка в пространстве наблюдается компрессия импульса во времени, компенсирующая положительную нелинейную фазовую модуляцию. В результате совместной компрессии волнового пакета в пространстве и времени возможно формирование экстремально сжатого высокоинтенсивного волнового пакета – световой пули.

Впервые понятие «световая пуля» введено в работе [45], где безаберрационным методом [46] в приближении второго порядка теории дисперсии рассмотрено распространение волнового пакета в диспергирующей среде с кубической нелинейностью. Согласно [45; 47] формирование световой пули с высокой локализацией светового поля возможно при одновременной компрессии волнового пакета в пространстве и во времени, что в среде с положительной керровской нелинейностью реализуется только в условиях аномальной ДГС. Поэтому аномальный характер ДГС при фемтосекундной филаментации является необходимым условием для образования световой пули.

Как показано в [48] солитонные решения нелинейного волнового уравнения в трехмерном случае не являются устойчивыми. Возможность формирования и существования стабильных трехмерных пространственно-временных солитонов в оптических волокнах с керровской нелинейностью при аномальной ДГС экспериментально и теоретически исследована в [49–54].

Возможность образования световых пуль в объеме газовых и конденсированных сред при филаментации фемтосекундного излучения численно продемонстрирована в [55] на основе однонаправленного уравнения Максвелла, записанного для спектральной амплитуды светового поля. В работах [56–58] численно и экспериментально показано, что при филаментации излучения в объеме прозрачной среды в условиях аномальной ДГС в филаменте формируется экстремально сжатая высокоинтенсивная световая пуля. Формирование последовательности устойчивых световых пуль численно продемонстрирована в [38] при филаментации фемтосекундного импульса в условиях «слабой» и «сильной» аномальной ДГС. Авторы [59] интерпретируют последовательность

из нескольких сформированных друг за другом световых пуль, как долгоживущую световую пулю с длиной пробега несколько сантиметров, что превышает оценки, полученные в [60]. В [61] показана, возможность появления квазипериодической последовательности световых пуль как в излучении с модуляцией фазы, так и спектрально ограниченном, как в коллимированном пучке, так и сфокусированном при помощи аксикона.

#### 1.2 Формирование и параметры световых пуль

Для большинства оптически прозрачных диэлектриков область аномальной ДГС, где возможно формирование световых пуль, соответствует длинам волн среднего инфракрасного диапазона [62], что с созданием мощных параметрических генераторов света в этом диапазоне привлекло пристальное внимание к исследованиям экстремально сжатых волновых пакетов высокой интенсивности, формирующихся в результате проявления эффектов самовоздействия при филаментации фемтосекундного излучения в условиях аномальной дисперсии групповой скорости.

Влияние энергии импульса и параметра дисперсии  $k_2$  на образование световой пули в плавленом кварце теоретически рассмотрено в [63]. В зависимости от начальной мощности излучения и ДГС волнового пакета выделены три различных режима филаментации в условиях аномальной дисперсии групповой скорости (рисунок 2). Область, в которой коллапс излучения и формирование световой пули не наблюдаются вследствие низкой мощности излучения, отделена от области неизбежного образования световой пули зоной, сжатие волнового пакета в которой возможно при определенных условиях.



Рисунок 2 – Области коллапса волнового пакета.  $\delta_2 = L_{dif}/L_{disp}$ ;  $p = P_0/P_{cr}$  [63].

В [63] также численно исследованы условия поддержания высокой локализации светового поля на расстояниях, превышающих длину пробега одиночной световой пули, за счет слияния последовательности нескольких пуль.

Результаты экспериментального исследования филаментации фемтосекундных лазерных импульсов в условиях "слабой", "умеренной" и "сильной" аномальной ДГС в сапфире и плавленом кварце приведены в [64]. "Сила" ДГС определялась авторами по значению размерного параметра |k<sub>2</sub>|. При филаментации в условиях "слабой" аномальной ДГС наблюдается распад импульса во времени на два субимпульса, каждый из которых может быть интерпретирован как самостоятельная световая пуля. Филаментация же в режимах "умеренной" и "сильной" аномальной ДГС характеризуется формированием единственной световой пули с высокой локализацией светового излучения. Зависимость спектра световой пули от параметра k<sub>2</sub> экспериментально исследована в [65].

Длительность световой пули оценивается в один-два периода оптических осцилляций на несущей длине волны. Так, в плавленом кварце на длине волны 1800 нм длительность световой пули составила 13.5 фс согласно автокорреляционным измерениям, что соответствует двум периодам светового поля [66], 20 фс по измерениям интерференционным спектральным методом [67], 40–46 фс при диаметре ядра световой пули 15 мкм согласно измерениям по изображениям пространственно-разрешенной функции кросс-корреляции [68–70]. В кристалле YAG на длине волны 3100 нм длительность сетовой пули составила по измерениям FROG 32 фс, что соответствует 2.9 оптических периода [71]. В длинноволновой области инфракрасного диапазона на длине 9000 нм длительность световой пули в KrS-5 ZnSe, измеренная волны И автокорреляционным методом, равна 45 фс, т.е. 1.5 оптических цикла [72].

Форма световой пули качественно отличается от гауссовой, что существенно влияет на результаты обработки экспериментальных измерений. Кроме того, оценка длительности возрастает с увеличением диаметра диафрагмы, выделяющей ядро световой пули с высокой интенсивностью светового поля, поперечный размер которого много меньше возможных диафрагм. Согласно [68–70] диаметр высокоинтенсивного ядра световой пули на длине волны 1800 нм составляет 13–15 мкм в плавленом кварце и сапфире. Согласно численным оценкам измеряемая длительность световой пули на длине волны 1800 нм в плавленом кварце возрастает в 1.5 раза при увеличении диаметра диафрагмы от 50 до 100 мкм [73; 74]. На длине волны 1550 нм длительность световой пули, определяемая по полученному численно профилю интенсивности на оси, равна  $5 - 10 \phi c$  [75; 76].

Неоднозначность оценок длительности и радиуса световой пули, получаемых различными экспериментальными методами и в численных исследованиях, свидетельствуют об отсутствии единого подхода в анализе пространственных и временных параметров световой пули, формирующейся при экстремальной компрессии и сильных искажениях волнового пакета.

Несмотря на значительный прорыв в исследованиях фемтосекундной филаментации при аномальной ДГС в последние годы, все еще отсутствует систематическое изложение знаний об основных особенностях и закономерностях этого процесса.

#### 1.3 Спектр световой пули

Трансформация волнового пакета в пространстве и времени при образовании световой пули неразрывно связана с изменением его спектральных характеристик. В результате пространственно-временного самовоздействия волнового пакета в диспергирующей среде с кубической нелинейностью происходит частотно-угловое уширение спектра импульса вследствие фазовой самомодуляции светового поля во времени и пространстве [77–79], что приводит к генерации широкополосного суперконтинуума, простирающегося от ультрафиолетовой до инфракрасной области [80–83]. Данное явление напрямую определяется нелинейным набегом фазы  $\phi_{nl}(r, t, z)$  электрического поля при взаимодействии волнового пакета со средой:

$$\varphi_{nl}(r,t,z) = -k_0 \int_0^z \{ \Delta n_k(r,t,z^*) + \Delta n_{pl}(r,t,z^*) \} dz^*,$$
(1.4)

где  $\Delta n_k u \Delta n_{pl}$  – приращения показателя преломления, вызванные керровской и плазменной нелинейностью соответственно. За угловое уширение спектра импульса (приращение радиальной компоненты волнового вектора) ответственен пространственный градиент нелинейного фазового набега  $(\partial \phi_{nl}/\partial r)|_{r^*,t^*} = -\Delta k_r(r^*,t^*)$ , наличие же градиента нелинейной фазы во времени  $(\partial \phi_{nl}/\partial t)|_{r^*,t^*} = \Delta \omega(r^*,t^*)$  ведет к уширению частотного спектра импульса.

На переднем фронте импульса (t < 0), где отсутствует лазерная плазма, приращение нелинейной фазы определяется только положительной керровской нелинейностью  $\Delta n_k \sim I(r, t, z)$ , что в условиях положительного градиента интенсивности и во времени и в пространстве при рассмотрении гауссова волнового пакета приводит к стоксову сдвигу спектра излучения на переднем фронте  $\Delta \omega|_{t < 0} < 0$ , компоненты которого сходятся к оси  $\Delta k/_{t < 0} < 0$ . На заднем фронте импульса (t > 0) при изменении  $\varphi_{nl}(r, t, z)$  доминирует вклад плазменной нелинейности  $\Delta n_{pl} \sim -N_e(r, t, z)$ , что обеспечивает положительное приращение

и частоты  $\Delta \omega|_{t>0} > 0$  и волнового вектора  $\Delta k_r|_{t>0} > 0$  – генерация антистоксовых спектральных компонент, расходящихся от оси распространения импульса.

B [60] на основе результатов численного моделирования фемтосекундной филаментации в условиях аномальной ДГС показано, что генерация антистоксовых компонент суперконтинуума происходит на хвосте световой пули. Сильное уширение спектра в сторону меньших длин волн объясняется тем, что при дефокусировке заднего фронта световой пули на самонаведенной лазерной плазме во временном профиле интенсивности образуется резкий градиент. Вследствие этого происходит сильная фазовая самомодуляция светового поля и генерация высокочастотных компонент суперконтинуума. При этом сопутствующее укручение переднего фронта импульса вызывает появление низкочастотных компонент в спектре суперконтинуума. Однако, стоксово уширение спектра не является столь большим, как антистоксово, и генерируемый суперконтинуум является асимметричным относительно несущей длины волны. Низкочастотная полоса генерируемого в этом случае суперконтинуума характеризуется монотонным уменьшением интенсивности спектральных компонент по мере увеличения их длины волны. В высокочастотной же области спектра при распространении световой пули формируется изолированное антистоксово крыло, положение и ширина которого определяются совокупностью параметров излучения и среды [78; 84–86].

В [61; 83] показано, что в момент возникновения световой пули в видимую область спектра "выбрасывается" дискретная порция энергии, величина которой остается постоянной для всех световых пуль в последовательности и которая определяется длиной волны излучения, уменьшаясь с ее увеличением. Развитие спектра световой пули во времени изучается в [87].

Интерференционная модель, разработанная в [88], позволяет получить аналитическое выражение для частотно-углового спектра импульса в среде с известной дисперсионной зависимостью. В рамках рассматриваемой модели световая пуля интерпретируется как движущийся с групповой скоростью вдоль филамента источник излучения суперконтинуума, а формирование антистоксова крыла спектра и широкого минимума, отделяющего его от области несущей длины волны, объясняется конструктивной и деструктивной интерференцией суперконтинуума в условиях аномальной дисперсии групповой скорости.

В [65; 80; 82; 89] показано, что увеличение центральной длины волны волнового пакета приводит к смещению антистоксова крыла суперконтинуума в более коротковолновую область (рисунок 3).



Рисунок 3 – Экспериментальные спектры изолированного видимого крыла суперконтинуума при филаментации фемтосекундного импульса в BaF<sub>2</sub> на центральной длине волны λ<sub>0</sub>, перестраиваемой от 3000 до 3800 нм. Вставка – длина волны максимума видимого крыла в зависимости от центральной длины волны импульса [82].

Общая закономерность, предсказывающая положение высокочастотного изолированного крыла в спектре световой пули, установлена в [90]. Полученное авторами [90] дисперсионное уравнение (1.5), обобщающее многочисленные экспериментальные данные (рисунок 4), описывает положение спектрального максимума антистоксовой полосы  $\lambda^{as}_{max}$  суперконтинуума в зависимости от несущей длины волны  $\lambda_0$ , и материальной дисперсии среды  $n(\lambda)$ .  $v_{gr}(\lambda_0)$  – групповая скорость волнового пакета на несущей длине волны  $\lambda_0$ , со – скорость света в вакууме.

$$\lambda_0 n(\lambda) - \lambda_{\max}^{as} n_0 - \frac{c_0}{\nu_{gr}(\lambda_0)} (\lambda_0 - \lambda_{\max}^{as}) = 0$$
(1.5)

Тем не менее, уравнение (1.5), записанное для устойчивой световой пули, не учитывает нелинейную отстройку групповой скорости от  $v_{gr}(\lambda_0)$  при распространении и влияние начальных параметров волнового пакета на формирование антистоксового крыла.



**Рисунок 4** – Спектральная зависимость сдвига максимума антистоксовой полосы суперконтинуума от несущей длины волны лазерного импульса при филаментации в условиях аномальной ДГС в различных материалах. Рассчитанные по (1.5) зависимости представлены непрерывными кривыми, экспериментально измеренные значения – символами [91].

Зависимость положения коротковолновой границы антистоксова крыла  $\lambda_{cut}$  спектра суперконтинуума от порядка многофотонности К, определяющего процесс многофотонной ионизации среды, обсуждалась в [92; 93]. Порядок многофотонности процесса ионизации  $K = [U_i/\hbar\omega_0 + 1]$  определяет количество фотонов с энергией  $\hbar\omega_0$ , необходимых для преодоления электроном запрещенной зоны диэлектрика шириной U<sub>i</sub> ([ ] – оператор выделения целой части числа). Полученное в этих работах аналитическое выражение, предсказывающее линейную зависимость длины волны коротковолновой отсечки от отношения ширины запрещенной зоны диэлектрика к энергии кванта излучения, спектроскопическими исследованиями филаментации импульсов подтверждено В плавленом кварце и фторидах при перестройке центральной длины волны от 1350 до 4100 нм (рисунок 5). Хорошее совпадение между экспериментальными и аналитическими результатами, полученными в предположении о многофотонном характере ионизации на заднем фронте импульса, свидетельствуют о зависимости положения коротковолновой отсечки спектра суперконтинуума от порядка многофотонности К.

Тем не менее, вопрос о непосредственном влиянии ширины запрещенной зоны диэлектрика на коротковолновую отсечку спектра антистоксова крыла суперконтинуума и угол конической эмиссии до сих пор является изученным не до конца. Сложности, связанные с невозможностью экспериментального варьирования ширины запрещенной зоны среды при прочих фиксированных параметрах, могут быть решены при исследовании генерации частотно-углового спектра суперконтинуума с помощью численного моделирования.



**Рисунок 5** – Зависимости сдвига коротковолновой отсечки  $\Delta \lambda_{as} = \lambda_0 - \lambda_{cut}$  от порядка многофотонности K, полученные по экспериментально измеренным спектрам для SiO<sub>2</sub>, CaF<sub>2</sub>, BaF<sub>2</sub> и LiF [92].

#### 1.4 Сдвиг абсолютной фазы

Развитие оптики ультракоротких импульсов открывает новые перспективы в области метрологии сверхбыстрых процессов, характерное время которой определяется не огибающей импульса, а периодом колебаний светового поля [94; 95]. Биполярные и униполярные лазерные импульсы являются перспективным инструментом изучения фундаментальных свойства вещества, чувствительных к временной структуре поля под огибающей [96]. К сверхбыстрым процессам относятся, например, внутриатомные электронные переходные процессы, ионизация вещества, перенос заряда в биологических молекулах. а также другие процессы электронно-оптического взаимодействия, чувствительные к абсолютной фазе светового импульса из-за короткой длительности, сравнимой с периодом колебаний на длине волны среднего инфракрасного диапазона. Эволюция фотоиндуцированного атомного дипольного момента, динамика туннелирования электронов, энергетический спектр электронов, нелинейный отклик среды при воздействии оптического импульса, близкого к одноцикловому, зависят не только от амплитуды огибающей, но и от фазы несущей волны [97–103]. Более того, эта зависимость становится все существеннее при уменьшении числа оптических циклов в волновом пакете.

Известно, что при распространении близкого к одноцикловому гауссова импульса в диспергирующей среде наблюдается периодический сдвиг несущей волны относительно огибающей импульса, вызванный отличием групповой и фазовой скоростей, и вызывающий периодическое изменение результирующей амплитуды волны [94; 95; 104]. Положение максимума несущей светового поля относительно максимума импульса при этом определяется абсолютной фазой  $\vartheta(z)$  в распределении напряженности электрического поля:

$$E(t,z) = E_0 \exp\left\{-\frac{t^2}{2\tau_0^2}\right\} \cos\left(\omega_0 t + \vartheta(z)\right).$$
(1.6)

Совпадение максимума огибающей импульса с максимумом распределения электрического поля при нулевом сдвиге фазы  $\vartheta = \pi m$  (m  $\in Z$ ) характеризует косинус-моду импульса, в которой пиковая напряженность результирующей волны совпадает с E<sub>0</sub>. В результате дефазировки несущей волны при распространении импульса косинус-мода сменяется синус-модой, где максимум огибающей совпадает с нулевым значением напряженности электрического поля при сдвиге фазы  $\vartheta = \pi m + \pi/2$  (рисунок 6), а максимальная амплитуда напряженности результирующей волны уменьшается в  $\exp(-T_0^2/32\tau_0^2)$  раз по сравнению с E<sub>0</sub>. Период восстановления косинус-моды, определяемый

соотношением групповой и фазовой скоростей импульса, в приближении  $\frac{\lambda}{n} \frac{\partial n}{\partial \lambda} \Big|_{\lambda} \ll 1$  может быть оценен как [94; 104]:

$$\Delta z(\lambda_0) = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial n}{\partial \lambda} \Big|_{\lambda_0} \right)^{-1}.$$
 (1.7)

То есть пиковая напряженность электрического поля в одноцикловом гауссовом импульсе, распространяющемся в диспергирующей среде, строго периодически осциллирует, достигая локальных максимумов в моменты реализации косинус-моды, а локальных минимумов – в синус-моде.



**Рисунок 6** – Синус- и косинус-моды лазерного импульса, состоящего из двух осцилляций светового поля (FWHM) [95].

Абсолютная фаза светового поля оказывает значительное влияние на процессы, сопровождающие филаментацию фемтосекундного импульса в прозрачном диэлектрике. Влияние начальной абсолютной фазы на туннельную ионизацию обнаружено в работе [105] по периодическому изменению интенсивности и фазы спектральных компонент суперконтинуума импульса на длине волны 1800 нм при филаментации в плавленом кварце. В [106] проведено численное исследование влияния начальной абсолютной фазы на нелинейные искажения несущей волны при сжатии импульса до нескольких циклов в условиях филаментации при нормальной дисперсии групповой скорости, когда механизм сжатия импульса отличается от механизма формирования световых пуль [107]. "Дыхание" близкой к одноцикловой световой пули, вызванное периодическим сдвигом несущей волны относительно огибающей импульса, зарегистрировано в [108] методом лазерной колорации [109]. В [58] экспериментально исследована динамика световой пули, генерация третьей гармоники и широкополосного суперконтинуума при филаментации в плавленом кварце импульса на длине волны 1800 нм со стабильным фазовым сдвигом между несущей и огибающей. Авторы показали, что световая пуля, формирующаяся в импульсе со стабильной абсолютной фазой, также обладает стабильностью фазового сдвига между

несущей и огибающей, поддерживающейся при распространении. Генерация суперконтинуума, управляемого абсолютной фазой импульса, наблюдалась на коротком расстоянии ~ 100 мкм в плавленом кварце [110].

Тем не менее, влияние абсолютной фазы на пространственно-временные и энергетические параметры световой пули, ее динамику и нелинейно-оптическое взаимодействие со средой распространения, до сих пор не исследовано.

#### Глава 2 МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ФЕМТОСЕКУНДНОЙ ФИЛАМЕНТАЦИИ

Для математического описания распространения мощного импульсного излучения в однородной, прозрачной, изотропной среде с кубической нелинейностью при численном моделировании использовались два различных подхода – приближение медленно меняющейся волны [111] и приближение однонаправленного распространения импульсного излучения [112–114]. Рассматривалась аксиально-симметричная задача филаментации лазерного фемтосекундного излучения в прозрачных твердотельных диэлектриках.

#### 2.1 Приближение медленно меняющейся волны

╋

Приближение медленно меняющейся волны представляет собой развитие метода медленно меняющихся амплитуд при удержании следующих членов разложения во временных производных комплексной амплитуды поля, расширяя область его применимости на волновые пакеты, длительностью, близкой к одной оптической осцилляции. Согласно этому приближению осесимметричное уравнение для медленно меняющаяся комплексной амплитуды огибающей волнового пакета A(r,t,z) на несущей частоте  $\omega_0$  в движущейся с групповой скоростью системе координат имеет вид [115]:

$$2ik_{0}\frac{\partial A}{\partial z} = \widehat{T}^{-1} \bigtriangleup_{\perp} A + \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{1+\Omega/\omega_{0}} (k^{2}(\omega_{0}+\Omega) - (k_{0}+k_{1}\Omega)^{2}) \widetilde{A}(r,\Omega,z) e^{i\Omega t} d\Omega + \frac{2k_{0}^{2}}{n_{0}} \widehat{T}[\Delta n_{k}A] + \frac{2k_{0}^{2}}{n_{0}} \widehat{T}^{-1}[\Delta n_{pl}A] - ik_{0}\widehat{T}^{-2}[\sigma N_{e}A] - ik_{0}\alpha A.$$

$$(2.1)$$

Здесь  $\tilde{A}(r, \Omega, z)$  – фурье-образ огибающей импульса,  $\Omega = \omega - \omega_0$  – частотный сдвиг гармоники суперконтинуума на частоте  $\omega$  от несущей  $\omega_0$ ;  $k(\omega) = \omega n(\omega)/c_0$ , где  $n(\omega)$  – дисперсионная зависимость конкретного материала, описываемая формулой Селмейера;  $c_0$ 

– скорость света в вакууме, 
$$v_{gr} = \frac{1}{k_1} = \left(\frac{\partial k}{\partial \omega}\Big|_{\omega = \omega_0}\right)^{-1}$$
 – групповая скорость,  $k_0 = k(\omega_0)$ .

Уравнение (2.1) в правой части содержит слагаемые, соответствующие различным нелинейно-волновым физическим процессам. Они описывают дифракцию и дисперсию волнового пакета, нестационарные изменения показателя преломления среды, вызванные керровской и плазменной нелинейностями, генерацию лазерной плазмы при фото- и лавинной ионизации диэлектриков, ослабление излучения, вызванное тормозным поглощением и потерями на фотоионизацию.

Оператор волновой нестационарности  $\widehat{T} = 1 - \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t}$  [111] описывает самоукручение фронтов импульса и формирование ударной волны огибающей, что приводит к уширению

воспроизводимого частотного диапазона и расширению применимости уравнения (2.1) [46]. Приближение медленно меняющейся волны позволяет адекватно описать уширение спектра при самосжатии импульса [111].

Приращение показателя преломления  $\Delta n_k$ , определяемое проявлением керровской нелинейности, представляется в виде:

$$\Delta n_{k}(r,t,z) = n_{2} \left\{ (1-g)I(r,t,z) + g \int_{-\infty}^{t} h(t-t')I(r,t',z)dt' \right\},$$
(2.2)

где  $I_0 = c_0 n_0 \epsilon_0 A_0^2 / 2$  – интенсивность светового поля;  $n_0$  – показатель преломления среды на несущей частоте импульса,  $\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12} \Phi/M$  – электрическая постоянная,  $n_2$  – коэффициент керровской нелинейности при квазистационарном излучении,  $g \approx 0.18$  – парциальный вклад рамановского отклика. Функция запаздывающего нелинейного отклика имеет вид:

$$h(t) = \frac{\tau_1^2 + \tau_2^2}{\tau_1^2 \tau_2} \exp\left(-t/\tau_1\right) \sin\left(t/\tau_2\right), \tag{2.3}$$

где  $\tau_1$  и  $\tau_2$  – характерные времена нелинейного отклика, близкие к длительности рассматриваемых импульсов. В плавленом кварце  $\tau_1 \approx 32$  фс и  $\tau_2 \approx 12$  фс [115].

Нелинейное приращение показателя преломления, вызванное генерацией лазерной плазмы, представляется выражением:

$$\Delta n_{\rm pl}(\mathbf{r},\mathbf{t}) = -\frac{e^2 N_{\rm e}(\mathbf{r},\mathbf{t})}{2n_0 \omega_0^2 m_{\rm e} \varepsilon_0},\tag{2.4}$$

где m<sub>e</sub>, е – масса и заряд электрона.

Концентрация свободных электронов Ne подчиняется кинетическому уравнению:

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} = W(I)(1 - N_e/N_0) + v_i N_e, \qquad (2.5)$$

где N<sub>0</sub> – концентрация нейтральных атомов,  $v_i$  – частота лавинной ионизации, которая в средах с шириной запрещенной зоны U<sub>i</sub> ~ 10 эВ при интенсивности насыщения I  $\approx 10^{14}$  BT/cm<sup>2</sup> составляет порядка  $10^{-15}$  c<sup>-1</sup> [115].

Сечение тормозного поглощения рассчитывается по формуле:

$$\sigma = \frac{k_0}{n_0^2} \frac{e^2}{\omega_0^2 m_e \varepsilon_0} \frac{v_c}{\omega_0}, \qquad (2.6)$$

где v<sub>c</sub> ~ 10<sup>14</sup> c<sup>-1</sup> – частота столкновений электронов с нейтралами. Коэффициент ослабления, вызванный полевой ионизацией среды, равен:

$$\alpha(\mathbf{r},\mathbf{t}) = \frac{K\hbar\omega}{I} W(I)(N_0 - N_e).$$
(2.7)

Скорость полевой ионизации W(I) определяется формулой Келдыша [116], справедливой как для режимов многофотонной и туннельной ионизации, так и для переходного между этими механизмами режима. При этом характер процесса образования лазерной плазмы определяется значением адиабатического параметра Келдыша, характеризующего отношение ширины запрещенной зоны диэлектрика к кинетической энергии электрона, приобретаемой им в процессе взаимодействия с электромагнитной волной:

$$\gamma = \frac{\omega_0 \sqrt{2m_e U_i}}{e|A|}.$$
(2.8)

При  $\gamma >> 1$  ионизация среды носит многофотонный характер, вероятность которого определяется порядком многофотонности К. В противоположном случае  $\gamma << 1$ , процесс полевой ионизации становится туннельным и утрачивает зависимость от частоты падающего излучения. Ширина запрещенной зоны равна 9эВ для SiO<sub>2</sub> и BaF<sub>2</sub>, 10эВ для CaF<sub>2</sub>, 11.8эВ для LiF.

В диссертационной работе рассматривалась филаментация спектрально ограниченного излучения волнового пакета с гауссовым распределением амплитуды светового поля во времени и в поперечном сечении пучка. В общем виде огибающая начального волнового пакета задавалась в виде:

A(r, t, z = 0) = A<sub>0</sub>exp 
$$\left\{-\frac{r^2}{2r_0^2} - \frac{\tau^2}{2\tau_0^2} + i\phi(r)\right\}$$
 (2.9)

где  $A_0$  — пиковая амплитуда светового поля,  $r_0$  и  $2\tau_0$  — радиус пучка и длительность импульса по уровню интенсивности  $e^{-1}$ ,  $\phi(r) - \phi$ аза, вносимая в распределение интенсивности импульса фокусирующей системой.

Тоновая картина начального пространственно-временного распределения интенсивности  $I_0(r,t)$  представлена на рисунке 7 в логарифмическом масштабе цветности  $lg(I(r,t)/I_0)$ , что позволяет наглядно показать его изменения в большом диапазоне. В выбранном масштабе линии равной интенсивности имеют вид концентрических окружностей.



Рисунок 7 – Тоновая картина начального пространственно-временного распределения интенсивности I(r, t) волнового пакета (2.9), представленная в логарифмическом масштабе цветности lg(I(r, t)/I<sub>0</sub>).

#### 2.2 Уравнение однонаправленного распространения импульсного излучения

В отличии от уравнений приближения медленно меняющейся волны, уравнение однонаправленного распространения импульсного излучения описывает эволюцию пространственно-временного распределения напряженности светового поля  $E(r, t, z) = 1/2A(r, t, z)exp{i\omega_0t-ikz}+k.c.$  при распространении волнового пакета в оптически прозрачной среде. Рассмотрение напряженности электрического поля в импульсе, вместо амплитуды его огибающей, позволяет снять ограничения, накладываемые на минимальную длительность исследуемого излучения.

Уравнение, записанное для спектральной компоненты напряженности электрического поля Ě(ω, k<sub>r</sub>, z) в нелинейной диспергирующей среде, имеет следующий вид в бегущей системе координат при аксиальной симметрии [117]:

$$\frac{\partial \breve{E}(\omega, k_{r}, z)}{\partial z} = ik_{z}(\omega)\breve{E}(\omega, k_{r}, z) + \frac{\omega}{2k_{z}(\omega)c_{0}^{2}\varepsilon_{0}} [i\omega\breve{P}_{nl} - \breve{J}_{a} - \breve{J}_{f}], \qquad (2.10)$$

где  $P_{nl} = 3\epsilon_0 \chi^{(3)} |E|^2 E/4$  – нелинейная поляризация, учитывающая вклад керровской нелинейности,  $J_a = K\hbar\omega_0 \cdot \partial_t N_e \cdot E^{-1}$  – плотность тока многофотонного поглощения,  $J_f = (q^2/m_e)(\nu_c + i\omega) \cdot N_e \cdot E/(\nu_c^2 + \omega^2)$  – плотность тока свободных электронов. В уравнении (2.10)  $k_z^2(\omega) = \omega^2 n^2(\omega)/c_0^2 - k_r^2$ ;  $n(\omega)$  – материальная дисперсия среды, описываемая формулой Селлмейера;  $\chi^{(3)} = 4n_0^2 c_0 n_2/3$  – кубичная восприимчивость.

Учитывая все вышеописанное, уравнение (2.10) принимает следующий вид:

$$\begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial z} - ik_{z}(\omega) \end{pmatrix} \breve{E}(\omega, k_{r}, z)$$

$$= \frac{in_{0}\omega^{2}}{2k_{z}(\omega)c_{0}^{2}} [\Delta n_{k} + 2\Delta n_{pl}] \breve{E}(\omega, k_{r}, z) - \frac{n_{0}\omega}{4k_{z}(\omega)c_{0}} [\alpha + \sigma N_{e}] \breve{E}(\omega, k_{r}, z).$$

$$(2.11)$$

Уравнение (2.11), так же, как и уравнение (2.1), описывает физические процессы, влияющие на трансформацию фемтосекундного волнового пакета при его распространении в объеме прозрачной нелинейной среды.

Изменение концентрации свободных электронов при ионизации N<sub>e</sub>, приращения показателей преломления за счет керровской  $\Delta n_k$  и плазменной  $\Delta n_{pl}$  нелинейностей, сечение тормозного поглощения  $\sigma$  и коэффициент ослабления за счет полевой ионизации  $\alpha$  определяются аналогично соответствующим величинам, введенным в предыдущем подразделе для приближения медленно меняющейся волны (2.2) – (2.7).

В качестве начального условия во всех расчетах с использованием данного приближения рассматривался гармонический спектрально ограниченный волновой пакет с гауссовым распределением напряженности электрического поля во времени и в поперечном сечении пучка. Напряженность светового поля на входной грани образца в общем случае задавалась в виде:

$$E(\mathbf{r}, \mathbf{t}, \mathbf{z} = 0) = E_0 \exp\left\{-\frac{r^2}{2r_0^2} - \frac{t^2}{2\tau_0^2} + i\varphi(\mathbf{r})\right\} \cos(\omega_0 t).$$
(2.12)

Рисунок 8 иллюстрирует начальное пространственно-временное распределение напряженности электрического поля E(r, t, z=0) коллимированного волнового пакета.



**Рисунок 8** – Пространственно-временная картина осцилляций напряженности электрического поля E(r, t) излучения на старте филаментации (2.12). Излучение распространяется справа-налево. Положительная напряженность в осцилляциях представлена красным, отрицательная – синим цветом, форма импульса на оси волнового пакета – салатовой линией.

#### 2.3 Расчетная сетка

#### 2.3.1 Приближение медленно меняющейся волны

Для численного решения любой задачи важным фактором является оптимальный выбор параметров расчетной сетки. В поставленной задаче рассматривается аксиальносимметричное световое поле. Для достижения высокого пространственного разрешения в центральной области волнового пакета без увеличения размерности массивов используется неоднородная расчетная сетка по радиусу. В приосевой области пространственный шаг является равномерным и составляет  $\Delta r \approx 0.1$  мкм, а, начиная с  $r \approx 2r_0$ , линейно возрастает при удалении от центральной области. Временной же шаг является постоянным и составляет  $\Delta t \approx 0.1$  фс, что соответствует минимальной длине волны, воспроизводимой на расчетной сетке  $\lambda_N$  около 100 нм. В этом случае динамическая спектральная полоса сетки оказывается достаточно широкой для описания сверхуширения частотного спектра волнового пакета вплоть до длин волн ультрафиолетового диапазона. Шаг интегрирования по эволюционной переменной с адаптивно уменьшается до нескольких микрометров с увеличением набега нелинейной фазы при формировании световой пули. Во всех проведенных реализациях полная расчетная область по радиальной координате составляет порядка  $30r_0$ , а во времени —  $20\tau_0$ . Достаточно широкий диапазон изменения пространственной и временной координат позволяет получить корректное решение уравнения (2.1).

Решение системы уравнений (2.1) – (2.7) с начальным условием (2.9) выполнено методом расщепления по физическим факторам, в соответствии с которым на каждом шаге по координате z решалась цепочка уравнений, каждое из которых описывает соответствующий физический процесс. Время конкретной реализации алгоритма составляет до суток на машинной станции с общей памятью (24 ядра, 2.3 ГГц).

В результате численного решения системы уравнений (2.1) – (2.7) получены пространственно-временные распределения комплексной амплитуды огибающей светового поля A(r, t, z) волнового пакета и пространственное распределение концентрации свободных электронов N<sub>e</sub>(r, z).

#### 2.3.2 Уравнение однонаправленного распространения импульсного излучения

При численном решении уравнения (2.11) использовалась однородная расчётная сетка по радиальной координате с шагом  $\Delta r \approx 0.1$  мкм. На границе расчетной области вводился поглощающий слой размером 0.5r<sub>0</sub>, что позволило избежать отражения световой волны от границы расчетной области, составляющей 10r<sub>0</sub>. Шаг по времени, так же, как и в случае приближения медленно меняющейся волны, составлял  $\Delta t \approx 0.1$  фс. Размер расчётной области равнялся 20t<sub>0</sub>, при этом на границах вводился поглощающий слой размером t<sub>0</sub>. Шаг по координате z так же выбран адаптивным:  $\Delta z \approx 100$  мкм в начале распространения импульса, а впоследствии величина  $\Delta z$  уменьшается так, чтобы нелинейный фазовый набег светового поля на каждом шаге не превышал  $\pi/100$ , поэтому в области существования световой пули  $\Delta z$  составляет менее 1 мкм.

Уравнение (2.11) решалось на многопроцессорном кластере при использовании 360 вычислительных узлов. При этом моделирование формирования и распространения световой пули занимало в среднем около двух суток.

В результате решения уравнения (2.11) с начальным условием (2.12) вычислялось пространственно-временное распределение напряженности электрического поля E(r, t, z) и распределение N<sub>e</sub>(r, z) при нелинейно-оптическом взаимодействии волнового пакета со средой.

# Глава 3 ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ЭКСТРЕМАЛЬНО СЖАТОГО ВОЛНОВОГО ПАКЕТА СРЕДНЕГО ИНФРАКРАСНОГО ДИАПАЗОНА В УСЛОВИЯХ АНОМАЛЬНОЙ ДИСПЕРСИИ ГРУППОВОЙ СКОРОСТИ В ПРОЗРАЧНЫХ ДИЭЛЕКТРИКАХ

В главе приведены результаты исследования формирования и распространения одиночных световых пуль и их последовательности при филаментации в условиях аномальной дисперсии групповой скорости в объеме плавленого кварца и фторидов фемтосекундных волновых пакетов с гауссовым и бессель-гауссовым пространственным профилем. Проанализировано влияние дифракции и дисперсии фемтосекундного волнового пакета на сценарий и пороговую мощность образования световой пули. Исследовано возникновение дислокаций фазы при филаментации сфокусированного конической линзой излучения и выделены различные режимы филаментации. Рассмотрена возможность формирования последовательности световых пуль в зависимости от энергии волнового пакета и дисперсии групповой скорости.

#### 3.1 Пороговая мощность филаментации и образования световой пули

Одним из нелинейных процессов, определяющих компрессию излучения в условиях филаментации, является керровская самофокусировка светового пучка, предсказанная в [118], впервые экспериментально зарегистрирована при распространении наносекундного импульсного излучения мощностью 20 мВт в кювете с циклогексаном [119]. Преобладание самофокусировки над дифракционной расходимостью, в результате чего сходимость излучения возрастает, проявляется при пиковой мощности Р<sub>0</sub>, превышающей критическое значение  $P_{cr}$  [120]. Выражение  $P_{cr} = 3.77\pi n_0/(2k_0^2 n_2)$ , описывающее критическую мощность, записано для гауссова пучка непрерывного излучения и задает пороговое значение для стационарной самофокусировки – явления, не учитывающего изменение профиля излучения во времени. Филаментация же представляет собой нестационарное нелинейнооптическое взаимодействие со средой волнового пакета, который обладает не только пространственным, но и временным масштабом. При этом, динамика трансформации волнового пакета в пространстве зависит от его изменений во времени и наоборот. В связи с этим некорректно использовать понятие критической мощности стационарной самофокусировки P<sub>cr</sub> как порогового значения, при достижении которого ожидается развитие филаментации и формирование световой пули. Поэтому определим понятие пороговой мощности филаментации Pth, как минимальную величину пиковой мощности фемтосекундного волнового пакета, при которой в диспергирующей нелинейной среде развивается филаментация и в условиях аномальной ДГС образуется световая пуля.
Рассмотрим трансформацию волнового пакета на центральной длине волны  $\lambda_0 = 3500$  нм длительностью  $2\tau_0 = 90$  фс и радиусом  $r_0 = 150$  мкм при распространении в LiF. На рисунке 9 приведено изменение с расстоянием пиковой интенсивности  $I_{peak}(r = 0, z)$ ) и концентрации электронов Ne(r = 0, z)) на оси волнового пакета (рисунок 9a), а также пространственно-временные распределения интенсивности I(r, t) в волновом пакете на входе в среду (рисунок 9б) и на расстоянии z = 20 мм при начальной мощности  $P_0 = 2P_{cr}$ (рисунок 9в) и  $P_0 = 3.5 P_{cr}$  (рисунок 9г). Несмотря на двукратное превышение критической мощности стационарной самофокусировки в первом рассматриваемом случае зарождения филамента не происходит – пространственно-временной профиль интенсивности волнового пакета (рисунок 9в) остается подобным первоначальному (рисунок 9б) на всей длине распространения при монотонном уменьшении интенсивности на его оси с расстоянием. В случае увеличения начальной мощности до  $P_0 = 3.5 P_{cr}$  интенсивность волнового пакета при распространении непрерывно растет и на расстоянии 20 мм достигает порога фотоионизации, о чем свидетельствует дефокусировка хвоста импульса на свободных электронах (рисунок 9г). При компрессии волнового пакета пиковая интенсивность возрастает почти в 150 раз и достигает 110 TBт/см<sup>2</sup>, его длительность сокращается практически до одного периода оптических осцилляций, диаметр в плоскости поперечного сечения – до 15 мкм, что составляет ~ 4 длины волны. Резкое увеличение пиковой интенсивности, сокращение длительности и диаметра области высокой локализации светового поля свидетельствуют об образовании световой пули.



**Рисунок 9** – Тоновые картины пространственно-временного распределения интенсивности в волновом пакете I(r,t): (a) z = 0 мм; (б)  $P_0 = 2P_{cr}$ , z = 20 мм; (b)  $P_0 = 3.5P_{cr}$ , z = 20 мм при филаментации в LiF излучения с  $r_0 = 150$  мкм,  $2\tau_0 = 90$  фс,  $\lambda_0 = 3500$  нм.

Образование световой пули, не случившееся при распространении волнового пакета начальной мощностью 2P<sub>cr</sub>, наблюдалось при ее увеличении до 3.5P<sub>cr</sub>. Это значение и будет являться верхней оценкой пороговой мощности филаментации и образования световой пули P<sub>th</sub> в данном примере.

Для определения пороговой мощности P<sub>th</sub> образования световой пули во всех численных расчетах пиковая мощность волнового пакета увеличивалась с шагом 0.05P<sub>cr</sub> до начала дефокусировки хвоста импульса на самоиндуцированной лазерной плазме вследствие компрессии импульса и резком возрастании интенсивности выше порога ионизации диэлектрика, что свидетельствует о возникновении световой пули.

# 3.1.1 Зависимость пороговой мощности от соотношения между дисперсионной и дифракционной длинами волнового пакета

Для исследования различных режимов трансформации волнового пакета при филаментации и формировании световой пули рассмотрим в приближении второго порядка теории дисперсии волновой пакет в среде с кубической нелинейностью при аномальной дисперсии групповой скорости на начальном этапе распространения – до появления самонаведенной лазерной плазмы. В этом приближении в безразмерном представлении уравнение (2.1) для огибающей светового поля A(r,t,z) имеет следующий вид:

$$2i\frac{\partial A}{\partial z} = \frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial y^2} + \frac{L_{dif}}{L_{disp}}\frac{\partial^2 A}{\partial \tau^2} + \frac{2k_0}{n_0}L_{dif}\Delta n_k A,$$
(3.1)

где продольная координата z нормирована на дифракционную длину  $L_{dif} = kr_0^2$ , поперечные координаты x, y – на радиус волнового пакета r<sub>0</sub>, время – на полудлительность волнового пакета  $\tau_0$ ,  $L_{disp} = \tau_0^2/|k_2|$  - дисперсионная длина.

Из (3.1) следует, что равноправие пространственной и временной координат при трансформации волнового пакета в процессе филаментации определяется соотношением между его дифракционной L<sub>dif</sub> и дисперсионной L<sub>disp</sub> длинами. В связи с этим представляет интерес исследование влияния отношения L<sub>dif</sub>/L<sub>disp</sub> на филаментацию фемтосекундного излучения и образование световых пуль в целом, а также на пороговую мощность этого процесса P<sub>th</sub>, в частности. Рассмотрим филаментацию в плавленом кварце трех волновых пакетов на длине волны  $\lambda_0 = 2000$  нм, с параметрами, удовлетворяющими условиям L<sub>dif</sub>/L<sub>disp</sub> << 1, L<sub>dif</sub>/L<sub>disp</sub>  $\approx 1$  и L<sub>dif</sub>/L<sub>disp</sub> >> 1.

Согласно (3.1), при равенстве дифракционной и дисперсионной длин излучения  $(L_{dif} \approx L_{disp})$  трансформация поперечной структуры волнового пакета (пространственные переменные x и y) происходит одновременно с изменением его временного профиля (переменная  $\tau$ ). То есть сжатие волнового пакета в поперечном сечении и компрессия его

во времени происходят согласованно – на одном и том же расстоянии вдоль филамента. На рисунке 10 представлены пространственно-временные распределения интенсивности  $lg(I(r,t)/I_0)$  ( $I_0$  – начальная пиковая интенсивность) в волновом пакете на ряде характерных расстояний от входа излучения в среду для случая  $L_{dif} = L_{disp}$ .



**Рисунок 10** – Пространственно-временные распределения интенсивности I(r,t) в волновом пакете радиусом  $r_0 = 48$  мкм, длительностью  $2\tau_0 = 60$  фс на длине волны  $\lambda_0 = 2000$  нм, Распределения I(r,t) представлены в логарифмическом масштабе яркости lg(I(r,t)/I\_0) на характерных расстояниях в SiO<sub>2</sub> (a) z = 0 мм, (б) z = 13 мм, (в) z = 13.2 мм при  $L_{dif} = L_{disp}$  и пиковой мощности  $P_0 = P_{th} = 19$  MBT= 1.15P<sub>cr</sub>.

Рисунок 10а иллюстрирует начальное распределение интенсивности в волновом пакете. В выбранном масштабе по радиальной и временной координатам линии равной интенсивности имеют вид концентрических окружностей. Так как компрессия волнового пакета в таких условиях происходит согласованно в пространстве и во времени, то сжатие его в плоскости, перпендикулярной направлению распространения, происходит одновременно с его компрессией во времени (рисунок 10б). Распределение интенсивности I(r,t) остается подобно первоначальному (рисунок 10а) вплоть до образования световой пули с высокой локализацией светового поля и начала дефокусировки хвоста импульса на самонаведенной лазерной плазме (рисунок 10в). В таком режиме пороговая мощность филаментации незначительно превышает критическую мощность стационарной самофокусировки и для рассматриваемого волнового пакета с Ldif/Ldisp = 1 составляет 1.15Pcr. Одновременное и симметричное сжатие волнового пакета в пространстве и во времени может быть определено как образование световой пули при филаментации в условиях оптимальной аномальной ДГС.

Динамика пространственно-временного распределения интенсивности  $lg(I(r,t)/I_0)$  в волновом пакете, для которого справедливо соотношение  $L_{dif}/L_{disp}>>1$ , представлена на рисунке 11. В связи с меньшим значением  $L_{disp}$  по сравнению с  $L_{dif}$  дисперсионные эффекты при распространении излучения проявляются на меньшем расстоянии, чем дифракционные, и начальный этап характеризуется сильным линейным дисперсионным

расплыванием волнового пакета во времени (рисунок 11б), что приводит к уменьшению пиковой мощности волнового пакета по сравнению с первоначальной (рисунок 11а). В подобных условиях зарождение световой пули возможно, только если мощность, локализованная в центральной области расплывшегося импульса, высока настолько, чтобы нелинейной модуляции фазы в керровской среде оказалось достаточно для компрессии центральной части волнового пакета и в пространстве и во времени (рисунок 11в, г). В связи с этим, пороговая мощность волнового пакета Р<sub>th</sub>, необходимая для образования световой пули, возрастает по сравнению с критической мощностью стационарной самофокусировки P<sub>cr</sub>. Так, в SiO<sub>2</sub> световая пуля с параметром L<sub>dif</sub>/L<sub>disp</sub> = 13 впервые возникает при P<sub>th</sub> =  $5.2P_{cr}$ . Из-за значительного вклада дисперсионных эффектов в характер распространения фемтосекундных импульсов до образования плазмы, данный режим можно обозначить, как филаментацию и образование световой пули в режиме сильной аномальной ДГС, при котором пороговая мощность P<sub>th</sub> существенно превышает критическую мощность стационарной самофокусировки P<sub>cr</sub>.



**Рисунок 11** – Пространственно-временные распределения интенсивности I(r,t) в волновом пакете радиусом  $r_0 = 160$  мкм, длительностью  $2\tau_0 = 60$  фс на длине волны  $\lambda_0 = 2000$  нм, Распределения I(r,t) представлены в логарифмическом масштабе яркости lg(I(r,t)/I\_0) на характерных расстояниях в SiO<sub>2</sub> при L<sub>dif</sub>/L<sub>disp</sub> = 13 и пиковой мощности P<sub>0</sub> = 89 MBT = P<sub>th</sub> = 5.2P<sub>cr</sub>.

Характер трансформации волнового пакета полностью меняется в случае  $L_{dif}/L_{disp}$ <<1. В условиях, когда начальная мощность  $P_0$  волнового пакета не превышает критического значения  $P_{cr}$ , на начальном этапе распространения излучения в среде преобладает линейное дифракционное расплывание пучка в плоскости поперечного сечения (рисунок 126). Из-за проявления фазовой самомодуляции в керровской среде с положительным коэффициентом  $n_2$  в условиях аномальной ДГС происходит сжатие импульса во времени (рисунок 126), в результате чего мощность в центральном пространственно-временном слое дополнительно возрастает и при достижении критического значения  $P_{cr}$  инициирует самофокусировку пучка. Следующее за этим одновременное сжатие волнового пакета и в пространстве, и во времени приводит к образованию световой пули (рисунок 12в). При  $L_{dif}/L_{disp}$ <<1

пороговой мощности филаментации  $P_{th}$  по сравнению с критической мощностью стационарной самофокусировки  $P_{cr}$  является связь между компрессией волнового пакета в пространстве и во времени. В рассмотренном случае при  $L_{dif}/L_{disp} = 0.08$  пороговая мощность  $P_{th}$  составляет 0.85 $P_{cr}$ .



Рисунок 12 – Пространственно-временные распределения интенсивности I(r,t) в волновом пакете радиусом  $r_0 = 12.5$  мкм, длительностью  $2\tau_0 = 60$  фс на длине волны  $\lambda_0 = 2000$  нм, Распределения I(r,t), представленные в логарифмическом масштабе яркости lg(I(r,t)/I\_0) на характерных расстояниях в SiO<sub>2</sub> при L<sub>dif</sub>/L<sub>disp</sub> = 0.08 и пиковой мощности P<sub>0</sub> = 15 MBT = P<sub>th</sub> = 0.85P<sub>cr</sub>.

Таким образом, на примере частного случая волнового пакета, распространяющегося в плавленом кварце на длине волны 2000 нм, показано влияние соотношения между дифракционной L<sub>dif</sub> и дисперсионной L<sub>disp</sub> длинами на сценарий трансформации волнового пакета при филаментации в условиях аномальной ДГС и относительную пороговую мощность образования световой пули. Пороговая мощность P<sub>th</sub> ниже критической мощности стационарной самофокусировки P<sub>cr</sub> при дифракционной длине много меньшей дисперсионной L<sub>dif</sub> << L<sub>disp</sub>, близка к P<sub>cr</sub> при L<sub>dif</sub>  $\approx$  L<sub>disp</sub> и значительно превышает ее при L<sub>dif</sub> >> L<sub>disp</sub>.

Для проверки и обобщения полученных результатов численно определена P<sub>th</sub> при филаментации в плавленом кварце, а также фторидах лития и кальция волновых пакетов на ряде длин волн в области аномальной ДГС рассматриваемых диэлектриков при варьировании отношения дифракционной длины к дисперсионной L<sub>dif</sub>/L<sub>disp</sub> в широком диапазоне от 0.05 до 20.

Условия, позже воспроизведенные в эксперименте, в численном моделировании реализовывались рассмотрением импульсов неизменной длительности при изменении поперечного размера пучка. Таким образом дисперсионная длина излучения оставалась постоянной, а дифракционная менялась в широком диапазоне. Для импульса длительностью  $2\tau_0 = 60$  фс на длине волны  $\lambda_0 = 2000$  нм в SiO<sub>2</sub> дисперсионная длина составила  $L_{disp} = 9$  мм и увеличение радиуса пучка от 10.5 до 160 мкм соответствовало изменению соотношения  $L_{dif}/L_{disp}$  в диапазоне 0.05 ÷ 13. В CaF<sub>2</sub> рассматривалось излучение

на длине волны 3000 нм длительностью  $2\tau_0 = 120$  фс и радиусом, варьируемом от 33 до 450 мкм, что соответствовало  $L_{disp} = 34$  мм и  $L_{dif} = 3.4 \div 450$  мм, а соотношение  $L_{dif}/L_{disp}$  при этом изменялось в диапазоне  $0.1 \div 20$ . Параметрам волнового пакета, распространяющегося в LiF  $-\lambda_0 = 3100$  нм,  $2\tau_0 = 120$  фс,  $r_0 = 25 \div 240$  мкм, соответствовало  $L_{disp} = 13.5$  мм,  $L_{dif} = 1.7 \div 162$  мм и следовательно  $L_{dif}/L_{disp} = 0.12 \div 12$ . Кроме того, дополнительно поведена серия численных расчетов распространения в LiF волнового пакета с  $\lambda_0 = 3100$  нм радиусом 70 мкм, длительность которого варьировалась от 20 до 190 фс, что при  $L_{disp} = 1.5 \div 135$  мм и  $L_{dif} = 13.5$  мм соответствовало изменению отношения  $L_{dif}/L_{disp}$  от 0.1 до 10.

Полученные численно значения пороговой мощности P<sub>th</sub> филаментации и образования световой пули, отнесенные к критической мощности стационарной самофокусировки P<sub>cr</sub> соответствующего пучка, представлены на рисунке 13 пустыми символами. Вне зависимости от длины волны рассматриваемого волнового пакета, его размеров и среды распространения относительная пороговая мощность P<sub>th</sub>/P<sub>cr</sub> образования световой пули определяется единой зависимостью от отношения L<sub>dif</sub>/L<sub>disp</sub> (рисунок 13).



Рисунок 13 – Пороговая мощность филаментации P<sub>th</sub> и образования световой пули, отнесенная к критической мощности стационарной самофокусировки P<sub>cr</sub>, в зависимости от параметра L<sub>dif</sub>/L<sub>disp</sub> (эксперимент – SiO2 (■); численное моделирование – SiO2 (□), LiF (○), CaF<sub>2</sub> (△)).

#### 3.1.2 Сравнение численных результатов с экспериментальными

Экспериментальные исследования образования световых пуль выполнены на спектрометрическом фемтосекундном комплексе Центра коллективного пользования Института спектроскопии РАН на основе фемтосекундного генератора Tsunami (Ti:Sapphire) с непрерывным твердотельным лазером накачки Millenia Vs, регенеративного усилителя Spitfire Pro с накачкой твердотельным лазером Етроwer 30 и перестраиваемого параметрического усилителя TOPAS. Центральная длина волны лазерных импульсов варьировалась в диапазоне 1400 – 3800 нм, соответствующем областям слабой и сильной

аномальной ДГС рассматриваемых материалов. Энергия импульсов W измерялась датчиком Fieldmax с детектором PS-10 и для достижения режима одиночного филамента варьировалась в диапазоне W = (1 - 15) мкДж. На сигнальной волне параметрического усилителя при  $\lambda_0 = 1400$  нм длительность импульсов по половине уровня амплитуды составляла  $t_{0.5} = 70$  фс, диаметр выходного пучка  $d_{0.5} = 1.7$  мм. На холостой волне при  $\lambda_0 = 2600$  нм длительность импульсов  $t_{0.5}$  возрастала до 100 фс, выходной пучок имел эллиптическое сечение  $1.7 \times 2.4$  мм. При  $\lambda_0 = 3800$  нм длительность  $t_{0.5}$  составляла порядка 100 фс, сечение выходного пучка увеличивалось до  $2.5 \times 3.8$  мм. Частота повторения импульсов варьировалась от 1 кГц до режима одиночных импульсов.

Для получения зависимости пороговой мощности P<sub>th</sub> от отношения L<sub>dif</sub>/L<sub>disp</sub> фемтосекундные импульсы на длине волны 1900 нм фокусировались с помощью тонкой CaF<sub>2</sub> линзы на входную грань образца, выполненного в виде параллелепипеда из SiO<sub>2</sub>. Длина образца превышала 13 см, что позволяло при использовании линз с различным фокусным расстоянием изменять в широком диапазоне радиус пучка, падающего на образец, и соответственно варьировать его дифракционную длину и расстояние до начала филаментации волнового пакета. Изменение параметра L<sub>dif</sub>/L<sub>disp</sub> в эксперименте осуществлялось варьированием дифракционной длины излучения, путем изменения радиуса пучка на входной грани образца при постоянной длительности импульса. С помощью нескольких линз, с фокусными расстояниями от F = 0.2 м до F = 1 м, исследовано образование световой пули при изменении значения L<sub>dif</sub>/L<sub>disp</sub> в интервале 0.35 ÷ 17. Для определения порога образования световой пули энергия импульсов увеличивалась до появления характерного свечения рассеянного в образце излучения антистоксова крыла суперконтинуума, которое регистрировалось фотокамерой через боковую грань образца.

На рисунке 13 видно, что характер зависимости пороговой мощности  $P_{th}$  от параметра  $L_{dif}/L_{disp}$ , полученной численно для SiO<sub>2</sub>, качественно совпадает с результатами эксперимента в SiO<sub>2</sub>. Количественное отличие может быть связано с дополнительными потерями на поглощение, не учтенными в численной модели. К сожалению, отсутствие протяженных образцов LiF и CaF<sub>2</sub> не позволило экспериментально исследовать влияние дифракционной длины волнового пакета на пороговую мощность  $P_{th}$  в этих материалах.

Из проведенных исследований следует, что относительная пороговая мощность P<sub>th</sub>/P<sub>cr</sub> филаментации фемтосекундного волнового пакета и образования световой пули не зависит от длины волны излучения и параметров нелинейной диспергирующей среды, а подчиняется единой зависимости от соотношения L<sub>dif</sub>/L<sub>disp</sub>.

Таким образом, отношение дифракционной длины волнового пакета к его дисперсионной длине L<sub>dif</sub>/L<sub>disp</sub>, определяющее сценарий формирования световой пули до

начала генерации лазерной плазмы, является параметром подобия для пороговой мощности филаментации в условиях аномальной ДГС и образования световой пули.

#### 3.2 Параметр подобия в случае аксиконной фокусировки

Образование световых пуль в излучении, сфокусированном при помощи конической линзы, занимает особое место в исследованиях явления фемтосекундной филаментации. Увеличение протяженности области локализации светового поля и длины наводимых плазменных каналов, подавление множественной филаментации и стабильность спектральной картины при увеличении мощности излучения (раздел 1.1) – не ограничивают ряд преимуществ аксиконной фокусировки перед фокусировкой сферической линзой при создании филамента. Конкуренция двух процессов – линейного формирования бессельгауссовой структуры пучка, начинающегося непосредственно за аксиконом, и нелинейного набега фазы в объеме диэлектрика, приводит к особому режиму филаментации излучения в условиях аномальной ДГС, который к настоящему моменту практически не изучен.

Для исследования особенностей формирования световой пули в фемтосекундном излучении, сфокусированном аксиконом, численно моделировалась филаментации волнового пакета длительностью  $2\tau_0 = 85$  фс и радиусом  $r_0 = 140$  мкм в SiO<sub>2</sub> в условиях аномальной ДГС ( $\lambda_0 = 1900$  нм) при варьировании угла фокусирующего аксикона  $\alpha$  от 1°до 15°.



**Рисунок 14** – Изменение с расстоянием мощности в центральном лепестке бессель-гауссовой структуры  $P_{lobe}$ , сформированной при фокусировке гауссова пучка аксиконом с углом при основании  $\alpha = 2^{\circ}$  (черные символы) и  $\alpha = 10^{\circ}$  (красные).

Параметры центрального максимума бессель-гауссова пучка – а именно его радиус, максимальная интенсивность и, как следствие, содержащаяся в нем мощность, зависят от угла сходимости β интерферирующих пучков, который, в свою очередь, определяется углом α при основании аксикона. На рисунке 14 приведено изменение с расстоянием доли

мощности, содержащейся в центральном лепестке бессель-гауссова пучка  $P_{lobe}/P_0$ , при фокусировке аксиконом с углами  $\alpha = 2^{\circ}$  и  $\alpha = 10^{\circ}$ . Все параметры излучения, включая исходную мощность волнового пакета  $P_0$ , оставались неизменными при варьировании угла  $\alpha$ , что отчетливо демонстрирует зависимость пиковой мощности в центральном лепестке бессель-гауссова пучка от угла при основании аксикона. Уменьшение остроты аксиконной фокусировки, при увеличении угла у основания аксикона  $\alpha$ , приводит к формированию более узкого центрального лепестка, содержащего меньшую долю мощности волнового пакета.

При линейном распространении расстояние от аксикона до точки формирования бессель – гауссова пучка, где мощность в центральном лепестке достигает максимального значения, в несколько раз превышая при этом мощность в охватывающих его концентрических кольцах, оценивается по фокусному расстоянию конической линзы Lbess (1.3). Фемтосекундная филаментация излучения с бессель-гауссовым пространственным профилем определяется мощностью P<sub>lobe</sub>, содержащейся в центральном лепестке поперечного распределения поля, где в первую очередь достигаются условия для возникновения световой пули. При этом расстояние до ее образования принято оценивать так же, как и в случае филаментации волнового пакета с гауссовым пространственным профилем, по формуле Марбургера-Таланова (1.1).



Рисунок 15 – Области филаментации сфокусированного аксиконом излучения в SiO<sub>2</sub>. ▲ – (I) режим, • – (II) режим; • –  $\alpha = 1^\circ$ , • –  $\alpha = 2^\circ$ , • –  $\alpha = 5^\circ$ , • –  $\alpha = 10^\circ$ .

Равноправие конкурирующих процессов формирования световой пули и бессельгауссова пучка при филаментации фемтосекундного излучения с гауссовым пространственным профилем, сфокусированного аксиконом, определяется характерными расстояниями этих процессов – L<sub>marb</sub> и L<sub>bess</sub>. Для исследования влияния соотношения этих параметров на формирование световой пули численно рассмотрена филаментация в условиях аномальной ДГС излучения, сфокусированного аксиконом, при изменении отношения  $L_{marb}/L_{bess}$  в интервале  $0.55 \div 40$ . Изменение  $L_{marb}$  осуществлялось варьированием мощности излучения  $P_0$ ,  $L_{bess}$  – посредством изменения угла при основании аксикона  $\alpha$ . В зависимости от соотношения между  $L_{marb}$  и  $L_{bess}$  выделены три различные режима филаментации гауссова пучка фемтосекундного излучения, сфокусированного аксиконом. На рисунке 15 каждый из режимов представлен отдельным символом. В первом режиме (I) образование световой пули происходит до формирования радиального бессель-гауссова распределения интенсивности, во втором (II) – световая пуля образуется одновременно с формированием бессель-гауссова пучка, в третьем (III) – бессель-гауссова структура формируется, а образования световой пули вовсе не происходит.

Пунктирная кривая на рисунке 15 является границей между двумя первыми режимами филаментации сфокусированного аксиконом излучения. Филаментация в I режиме свойственна волновым пакетам,  $L_{marb}$  для которых не более чем в три раза превышает  $L_{bess}$ . Генерация лазерной плазмы и образование световой пули в этом случае развивается до того, как бессель-гауссова структура пучка успеет сформироваться. На рисунке 16а представлено рассчитанное методом медленно меняющейся волны пространственно-временное распределение интенсивности в волновом пакете мощностью  $P_0 = 3P_{cr}$ , сфокусированном аксиконом с углом при основании  $\alpha = 5^\circ$ , что соответствует соотношению  $L_{marb} / L_{bess} = 1.9$ . Дефокусировка хвоста световой пули на самонаведенной лазерной плазме в этом случае, охватывающая все большую часть пучка при распространении, препятствует дальнейшему формированию кольцевой структуры бесселева пучка.



**Рисунок 16** – Пространственно-временные распределения интенсивности I(r,t) при различных режимах филаментации и образования световой пули в волновом пакете, сфокусированном аксиконом с углом  $\alpha = 5^{\circ}$  в образец SiO<sub>2</sub>. L<sub>marb</sub> = 1.9L<sub>bess</sub> – I режим (a); L<sub>marb</sub> = 5.5L<sub>bess</sub> – II режим (б); L<sub>marb</sub> = 14L<sub>bess</sub> – II режим (в). Распределения I(r,t) представлены в логарифмическом масштабе яркости lg(I(r,t)/I<sub>0</sub>).

Уменьшение мощности излучения до уровня, когда L<sub>marb</sub> возрастает настолько, что начинает превышать утроенное фокусное расстояние аксикона 3L<sub>bess</sub>, приводит к смене режима филаментации с первого на второй. В этом случае самофокусировка излучения проявляется на стадии, когда кольцевая пространственная структура уже сформирована, и

образующаяся при этом световая пуля генерируется в центральном лепестке сформировавшегося бессель-гауссова пучка. Приведенное на рисунке 16б распределение интенсивности соответствует параметрам излучения, обеспечивающим превышение L<sub>marb</sub> над L<sub>bess</sub> в 5.5 раз, и иллюстрирует формирование световой пули при филаментации сфокусированного аксиконом излучения в режиме II.

Филаментация сфокусированного аксиконом излучения в режиме III характеризуется отсутствием световой пули из-за низкой доли мощности, локализованной в центральном лепестке, которая не превышает порогового значения  $P_{th}$ , необходимого для ее зарождения. Подобный режим распространения волнового пакета может реализоваться при увеличении  $L_{marb}$  по сравнению с  $L_{bess}$  более чем в 10 раз. В качестве примера на рисунке 16в приведено пространственно-временное распределение интенсивности в волновом пакете, сфокусированном аксиконом, при  $L_{marb} = 14L_{bess}$ .

Из приведенного выше следует, что отношение L<sub>marb</sub> / L<sub>bess</sub> является параметром подобия процесса филаментации сфокусированного аксиконом излучения в условиях аномальной ДГС и определяет сценарий пространственно-временной трансформации волнового пакета, соответствующий одному из трех возможных режимов.

#### 3.3 Дислокации фазы при аксиконной фокусировке

Для подробного исследования особенностей трансформации волнового пакета при формировании световой пули в сфокусированном аксиконом излучении в приближении однонаправленного распространения импульса численно моделировалась филаментация в LiF фемтосекундного волнового пакета ( $2\tau_0 = 80 \text{ фc}$ ) на длине волны  $\lambda_0 = 3500 \text{ нм}$ , сфокусированного конической линзой из фторида кальция с углом при основании  $\alpha = 5^{\circ}$ . Рассматриваемые параметры соответствуют II режиму филаментации сфокусированного аксиконом излучения в условиях аномальной ДГС.

В данной постановке задачи аксикон располагался непосредственно перед образцом, касаясь носиком входной грани, тем самым обеспечивая формирование бессель-гауссовой структуры в объеме фторида лития. Характерные пространственно-временные распределения напряженности светового поля в волновом пакете на начальном этапе распространения в образце, иллюстрирующие постепенное формирование кольцевой бессель-гауссовой структуры пучка, представлены на рисунке 17.



**Рисунок 17** – Пространственно-временное распределение напряженности светового поля при фокусировке в LiF фемтосекундного волнового пакета на длине волны 3500 нм аксиконом с углом при основании  $\alpha = 5^{\circ}$  на расстоянии (a) z = 0 мм, (б) z = 0.4 мм, (в) z = 1.4 мм. Радиус пучка  $r_0 = 100$  мкм, длительность  $2\tau_0 = 80$  фс.

После аксикона пучок приобретает пространственную фазовую модуляцию и на входе в среду (z = 0 мм) волновой фронт является сходящимся (рисунок 17а). В результате интерференции сходящихся конических волн на оси пучка формируется главный максимум распределения (центральный лепесток), интенсивность в котором растет с длиной распространения. Формирование кольцевой бессель-гауссовой структуры начинается сразу же за аксиконом и уже на расстоянии z = 0.4 мм центральный лепесток, отделенный от периферии пучка минимумами светового поля, хорошо просматривается в распределении E(r, t) (рисунок 17б). Вокруг него образуются концентрические кольца меньшей интенсивности, отделенные друг от друга интерференционными минимумами. В выбранном на рисунке 17в представлении пространственно-временного распределения напряженности светового поля в волновом пакете границы между центральным лепестком и кольцом первого порядка, а также кольцами первого и второго порядков отражены минимумами напряженности, вытянутыми вдоль оси распространения излучения.

Суперпозиция излучения с коническим волновым фронтом, созданным аксиконом, сходящимся, в результате керровской фокусировки, и расходящимся при дефокусировке в плазме формирует сложную картину с сильными искажениями волнового фронта и появлением в распределении напряженности светового поля особых точек с разрывом фазы. Особенности в виде разрыва волнового фронта излучения формируются вблизи границ между центральным максимумом и кольцом первого порядка, а также соседними кольцами, где достигается минимум напряженности поля в пространственной кольцевой структуре излучения. На рисунке 18 черными контурами обозначены положения дислокаций на плоскости (r, t) на ряде характерных расстояний z при формировании и распространении световой пули в излучении, сфокусированном конической линзой.



**Рисунок 18** – Пространственно-временные распределения напряженности светового поля при филаментации и образовании световой пули в фемтосекундном волновом пакете на длине волны 3500 нм, сфокусированном аксиконом в LiF, на расстоянии (a) z = 1.7 мм, (б) z = 1.9 мм, (в) z = 2.2 мм. Излучение распространяется справа – налево. Черным контуром отмечены области с дислокациями фазы.

Причиной возникновения разрывов фронта при филаментации сфокусированного аксиконом волнового пакета является значительное отличие фазовой скорости в центральном лепестке пучка и первом периферийном кольце из-за проявления эффекта Керра. Вследствие многократного превышения пиковой напряженности светового поля в бессель-гауссовом максимуме над соответствующим значением в кольце первого порядка происходит существенное отставание волнового фронта центрального лепестка от волнового фронта периферийного кольца, в результате чего на границе между ними происходит разрыв. Перепады пиковых значений напряженности поля между кольцами следующих порядков не так значительны и дислокации на границах между ними появляются позже. В волновом пакете с гауссовым пространственно-временным профилем разрывы фронта принципиально не формируются из-за отсутствия нулей интенсивности в структуре пучка.

Положение особой точки с дислокацией фазы и ее знак определялись по ненулевому значению набега фазы  $\Phi(r_d, t_d)$ , вычисляемому как интеграл фазы светового поля  $\phi(r, t, z) = \operatorname{arctg}\{\operatorname{Im} E(r, t, z) / \operatorname{Re} E(r, t, z)\}$  по замкнутому контуру  $L_d$ , охватывающему эту точку:

$$\Phi(\mathbf{r}_{d}, \mathbf{t}_{d}, \mathbf{z}) = \oint_{\mathbf{L}^{d}} \varphi(\mathbf{r}, \mathbf{t}, \mathbf{z}) d\mathbf{l}.$$
(3.2)

Для исключения неопределенности в определении фазы светового поля, связанной с « $2\pi$ -проблемой», фаза при обходе контура L<sub>d</sub> вычислялась последовательностью ее приращений на малых изменениях координат, для которых изменение фазы много меньше  $2\pi$ . Стягивание контура обхода области с фазовой дислокацией позволяет локализовать координаты (r<sub>d</sub>, t<sub>d</sub>) особых точек. Согласно принятому определению, если при обходе дислокации по контуру на плоскости (r, t) против часовой стрелки, набег фазы  $\Phi(r_d, t_d)$  составляет +2 $\pi$ , дислокация считается положительной, если  $\Phi(r_d, t_d) = -2\pi$  – отрицательной.

В плоскости поперечного сечения волнового пакета фазовые дислокации располагаются на окружностях с центром на оси пучка (рисунок 19). В связи с этим в каждом (r, t) срезе волнового пакета наблюдается четное число особых точек, положение которых в пространственно-временном распределении напряженности светового поля симметрично относительно оси пучка (рисунок 19). Вследствие осевой симметрии две любые диаметрально расположенные дислокации имеют противоположные знаки, поэтому суммарный набег фазы в каждом временном слое равен нулю.



**Рисунок 19** – Схематическое изображение пары дислокаций противоположного знака на диаметре пучка.

Появление кольцевых дислокаций в волновом пакете, сфокусированном аксиконом, происходит парами противоположного знака в различных временных слоях: отрицательная в центральном временном слое импульса, положительная – на его заднем фронте. На рисунке 20 в качестве примера представлено изменение фазы светового поля  $\varphi$  при обходе в плоскости (r, t) контура, охватывающего отрицательную (рисунок 20а) и положительную (рисунок 20б) особые точки с разрывом волнового фронта. Линейное изменение фазы  $\varphi$  на участках постоянного радиуса, характерное для набега фазы вдоль гармонической функции, сменяется нелинейным на участках постоянной длительности и кратно  $2\pi$  при полном обходе вокруг особой точки.

Анализ распределения особых точек в волновом пакете в зависимости от пройденного расстояния показал, что, формируясь на фронте парами, дислокации перемещаются в плоскости (r, t) и исчезают, причем появление новой пары особых точек не связано с исчезновением предыдущей. Представленные на рисунке 18 пространственно-временные распределения напряженности светового поля с отмеченными черным дислокациями на нескольких расстояниях z, иллюстрируют динамичность картины распределения особых

точек при распространении волнового пакета в среде. Траектории смещения в плоскости (r, t) четырех фазовых дислокаций при распространении световой пули в LiF представлены на рисунке 21. Доверительный интервал координат (r<sub>d</sub>, t<sub>d</sub>) особой точки на рисунке 21 соответствует минимальному размеру контура обхода, на котором удается найти фазовую дислокацию в распределении рассчитанного светового поля E(r, t). Положение каждой дислокации в момент появления обозначено символом "полый круг", являющимся началом траектории смещения особой точки – кривой на плоскости (r,t), вдоль которой особая точка сдвигается при увеличении пройденного волновым пакетом расстояния z. Круглыми символами вдоль траекторий отмечены координаты (r<sub>d</sub>, t<sub>d</sub>) нескольких положений дислокации, направление миграции указано стрелкой.



**Рисунок 20** – Изменение фазы светового поля  $\varphi$  при обходе контура вокруг особой точки (a) на переднем фронте импульса и (б) на его заднем фронте на расстоянии z = 1.7 мм.

Числовые значения на рисунке 21 отражают границы интервалов по координате распространения z, на которых наблюдалась миграция дислокаций фазы. В рассмотренном случае первое появление особых точек в распределении напряженности E(r, t) происходит на расстоянии z = 1.7 мм от аксикона. Формируется пара дислокаций противоположного знака – отрицательная (I) в центральной части импульса (черный полый круг на рисунке 21) и положительная (II) на его хвосте (красный полый круг). Пути их дальнейшего смещения в плоскости (r,t) представлены на рисунке 21 черной и красной кривыми соответственно. Анализ траекторий фазовых дислокаций позволил сделать вывод о различном времени существования, а также характере и направлении смещения дислокаций. В то время как дислокация I наблюдалась на всем рассматриваемом промежутке  $z = 1.7 \div 2.6$  мм, постепенно сдвигаясь к оси пучка, дислокация II диссипировала через 0.1 мм после возникновения, успев при этом заметно сдвинуться к хвосту импульса. Дальнейшая

трансформация пространственно-временного распределения напряженности, обусловленная интерференцией излучения при формировании бессель-гауссового профиля и динамическим изменением распространяющейся световой пули привела к появлению на расстоянии z = 2.1 мм новой пары дислокаций (III – синий полый круг, IV – зеленый полый круг). Сформировавшись одновременно вблизи положения исчезновения дислокации II, они смещались в противоположных направлениях в плоскости (r, t). Дислокация III, представленная синим цветом на рисунке 21, монотонно сдвигалась к центральному пространственно-временному слою импульса, в то время как перемещение дислокации IV было направлено в противоположную сторону – к хвосту импульса и на периферию пучка.



**Рисунок 21** – Траектории смещения фазовых дислокаций в плоскости (r, t). Траектория каждой особой точки изображена своим цветом. Стрелка указывает направление смещения дислокации при распространении волнового пакета в LiF. Приведенные числовые значения соответствуют границам интервалов по координате распространения z, на которых зарегистрировано существование дислокаций.

#### 3.4 Влияние энергии на длину пробега световой пули

Распространение световой пули в диэлектрике происходит в условиях сложной нелинейности. Наряду с эффектами пространственно-временного самовоздействия, трансформация волнового пакета, в котором сформировалась световая пуля, определяется еще и влиянием плазменной дефокусировки. Поскольку степень проявления нелинейных эффектов определяется энергией излучения, представляет интерес анализ влияния энергии начального импульса на динамику высокоинтенсивной световой пули.

Зависимость длины пробега световой пули от энергии излучения численно исследовано методом медленно меняющейся волны при филаментации фемтосекундного излучения на

длинах волн 1250 нм и 1900 нм, соответствующих областям нулевой и аномальной дисперсии групповой скорости. Моделировалась филаментация во фториде лития волновых пакетов с радиусом пучка  $r_0 = 1.1$  мм, длительностью  $2\tau_0 = 75$  фс на длине волны  $\lambda_0 = 1250$  нм, и  $2\tau_0 = 85$  фс на длине волны  $\lambda_0 = 1900$  нм. В каждой серии численных экспериментов рассматривались коллимированный пучок и сфокусированный кварцевой конической линзой с углом при основании  $\alpha = 0.5^{\circ}$ . Исследование проводилось при варьировании начальной энергии в широком диапазоне. Для коллимированного пучка изменение энергии от 5 до 15 мкДж на длине волны 1250 нм, и от 7 до 25 мкДж на длине волны 1900 нм обеспечивало пиковую мощность, превышавшую пороговое значение филамента. Многократное увеличение порога множественной филаментации (раздел 1.1) в случае аксиконной фокусировки позволило провести моделирование формирования одиночного филамента в излучении, сфокусированном конической линзой, при изменении энергии от 15 до 42 мкДж на длине волны 1250 нм, и от 23 до 80 мкДж на длине волны 1900 нм.

Одним из индикаторов расположения областей наибольшей локализации светового поля в филаменте, а следовательно, и областей существования световой пули, является наведенный в диэлектрике плазменный канал. Анализ распределений концентрации свободных электронов в плазменных каналах, полученных при численном моделировании, позволил оценить длину пробега высокоинтенсивных световых пуль в случае аномальной ДГС ( $\lambda_0 = 1900$  нм) и длину филамента при нулевой ДГС ( $\lambda_0 = 1250$  нм).

На рисунке 22 представлены рассчитанные профили концентрации свободных электронов на оси плазменных каналов и измеренные профили интенсивности люминесценции центров окраски, наведенных в LiF при изменении энергии излучения на длинах волн 1250 и 1900 нм.

Из приведенных осевых распределений видно, что при филаментации излучения в условиях нулевой ДГС на длине волны 1250 нм длина наведенного плазменного канала увеличивается с ростом энергии излучения, как в коллимированном (рисунок 22а), так и в сфокусированном конической линзой пучке (рисунок 22в). Так, согласно результатам численного моделирования, увеличение энергии от 5 до 15 мкДж в случае коллимированного излучения и от 15 до 45 мкДж при фокусировке аксиконом приводит к увеличению длины наведенного световой пулей плазменного канала от 60 до 190 мкм и от 50 до 150 мкм соответственно. В то же время при филаментации излучения в условиях аномальной ДГС на длине волны 1900 нм вне зависимости от способа фокусировки длина плазменного канала не изменяется при варьировании начальной энергии импульса

(рисунки 226, г). Протяженность плазменного канала, наведенного световой пулей, сформированной в коллимированном излучении, составляет 170 ± 15 мкм при изменении энергии втрое. В случае световой пули, сформированной в излучении, с коническим волновым фронтом, длина плазменного канала составляет 190 ± 10 мкм и не меняется при увеличении энергии в четыре раза.



**Рисунок 22** – (а – г) Рассчитанные распределения концентрации свободных электронов вдоль оси филамента в LiF при филаментации фемтосекундных коллимированных волновых пакетов на длине волны (а) 1250 нм энергией W = 5 (1), 10 (2), 15 (3) мкДж; (б) 1900 нм при W = 7 (1), 14 (2), 25 (3) мкДж; а также сфокусированных аксиконом с углом при основании  $\alpha = 0.5^{\circ}$  на длине волны (в) 1250 нм при W = 15 (1), 30 (2), 42 (3) мкДж; (г) 1900 нм при W = 23 (1), 45 (2), 80 (3) мкДж. (д – е) Измеренные экспериментально профили интенсивности люминесценции центров окраски, наведенных в LiF, при филаментации фемтосекундных импульсов, сфокусированных аксиконом с углом при основании  $\alpha = 0.5^{\circ}$ , (а) на длине волны 1250 нм энергией W = 15 (1), 30 (2), 42 (3) мкДж, и (б) на длине волны 1900 нм при W = 23 (1), 45 (2), 80 (3) мкДж.

Экспериментально зарегистрированная в Институте спектроскопии РАН картина влияния режима ДГС на зависимость протяженности области высокой локализации светового поля от энергии излучения качественно повторяет полученную в численном моделировании (рисунок 22). Исследование проведено методом лазерной колорации, в основе которого лежит регистрация сигнала люминесценции долгоживущих центров окраски, наведенных импульсом во фториде лития. Формируемые в LiF центры окраски обладают столь интенсивной люминесценцией, что состоящие из них долгоживущие структуры, созданные всего одним лазерным импульсом, могут быть зарегистрированы и исследованы при последующей подсветке непрерывным лазером в полосе их поглощения. Лазерные импульсы фокусировались аксиконом с углом при основании  $\alpha = 0.5^{\circ}$ внутрь образца LiF длиной 40 мм. При записи центров окраски в режиме одноимпульсной экспозиции образец перемещался в направлении, перпендикулярном лазерному пучку, после каждого импульса. Запись центров окраски в образцах LiF осуществлялась импульсами на двух длинах волн — 1250 и 1900 нм. Энергия импульсов варьировалась от 5 до 80 мкДж. Для анализа записанной структуры из центров окраски использовался микроскоп Euromex Oxion 5x при подсветке лазером на длине волны 450 нм и регистрации люминесценции цифровой камерой Nikon D800.

Применение метода лазерной колорации по анализу люминесценции записанных в LiF структур позволяет косвенно регистрировать изменение амплитуды светового поля и параметры экстремально сжатого волнового пакета при распространении в филаменте с пространственном разрешением порядка 1 мкм. Регистрируемый через боковую грань кристалла сигнал люминесценции отражает плотность распределения дефектов среды вдоль филамента, что в свою очередь определяет интенсивность импульса, которым они были созданы. Области с наибольшей плотностью наведенных центров окраски соответствуют областям наивысшей локализации светового поля, то есть промежуткам существования световых пуль. Кроме того, метод лазерной колорации лишен недостатков онлайн-методов, когда регистрация люминесценции пламенного канала происходит одновременно с захватом излучения конической эмиссии, что может приводить к неверной оценке времени жизни световой пули и длины ее пробега в материале.

Длина пробега световой пули в эксперименте оценивалась по протяженности трека из центров окраски, наведенного в LiF при однократном воздействии лазерного импульса. Параметры излучения и фокусирующей конической линзы в поставленных экспериментах полностью соответствуют используемым в численном моделировании. Для получения коллимированного пучка требуемого радиуса излучение фокусировалось тонкой линзой из CaF<sub>2</sub> на входную грань образца. На рисунке 22д,е приведены экспериментально зарегистрированные распределения интенсивности люминесценции треков из центров окраски, наведенных во фториде лития излучением, сфокусированным аксиконом, в условиях нулевой (рисунок 22д) и аномальной (рисунок 22е) ДГС. Длина трека, состоящего из центров окраски, наведенного импульсом на длине волны 1250 нм, увеличивается при изменении начальной энергии излучения (рисунок 22д), в отличии от наведенного

импульсом на длине волны 1900 нм, длина которого практически не зависит от энергии (рисунок 22е).

Аналогично результатам численного моделирования, увеличение начальной энергии излучения на длине волны 1900 нм от 23 до 80 мкДж не вызывает изменения длины зарегистрированного в эксперименте трека из центров окраски, которая в случае аксиконной фокусировки оценивается в  $220 \pm 10$  мкм (рисунок 22е). Изменение от 15 до 45 мкДж начальной энергии волнового пакета на длине волны 1250 нм приводит к росту протяженности структуры центров окраски от 70 до 220 мкм Результаты, полученные численно и экспериментально, находятся в хорошем соответствии друг с другом, несмотря на небольшое количественное отличие, связанное с неполным соответствием механизма генерации долгоживущих центров окраски и модели образования свободных электронов, используемой при численном моделировании.

Независимость от энергии протяженности плазменного канала и трека из центров окраски, наведенных при филаментации в условиях аномальной ДГС, показывает, что в этом режиме распространения формируется устойчивая световая пуля. Поскольку формирование пули является результатом самоорганизации светового поля, длина ее пробега, в течении которой высокоинтенсивное световое поле наводит плазменные треки и структуры из центров окраски, определяется нелинейно-оптическими свойствами среды, и не зависит от энергии излучения.

#### 3.5 Последовательность световых пуль

Превышение начальной мощностью излучения  $P_0$  порогового значения  $P_{th}$  в несколько раз может привести к образованию последовательности световых пуль – цепочки из нескольких областей локализации энергии, сдвинутых друг относительно друга вдоль филамента. Зарождаясь в центральном пространственно-временном слое, световая пуля смещается вдоль импульса и впоследствии диссипирует. В результате дальнейшей подкачки энергии с периферийной части волнового пакета при фазовой самомодуляции светового поля в керровской среде в условиях аномальной ДГС в волновом пакете могут образоваться последующие световые пули.

Поскольку в отличие от явления рефокусировки, наблюдаемой в условиях нормальной ДГС, образование световой пули связано с компрессией излучения не только в пространстве, но и во времени, существенную роль при формировании последовательности световых пуль играет сила аномальной ДГС, определяющая способность волнового пакета сжиматься во времени.

Для исследования влияния аномальной ДГС на формирование последовательности световых пуль рассмотрена филаментация в плавленом кварце фемтосекундного излучения на длинах волн  $\lambda_0 = 1350$ , 1800 и 2200 нм, лежащих в области аномальной ДГС. Для исследования влияния именно ДГС на формирование световых пуль в излучении различной длины волны, в серии численных экспериментов оставались постоянными длительность импульса  $2\tau_0 = 120$  фс, радиус пучка  $r_0 = 100$  мкм и отношение пиковой мощности волнового пакета к критической мощности стационарной самофокусировки  $P_0/P_{cr} = 3$ . При этом превышение мощности над пороговым значением составляло  $P_0/P_{th} = 1.5 \div 3$ .

Рисунок 23 иллюстрирует изменение с расстоянием пиковой интенсивности на оси филамента, воспроизводящее сценарий формирования последовательности световых пуль.



**Рисунок 23** – Изменение с расстоянием пиковой интенсивности на оси филамента I<sub>peak</sub>(r = 0, z) в плавленом кварце при формировании световой пули. Волновой пакет на длине волны 1350 нм (штрихпунктирная кривая), 1800 нм (пунктирная), 2200 нм (сплошная).

Для излучения на длине волны 1350 нм  $L_{dif} = 67$  мм,  $L_{disp} = 132$  мм и параметр  $L_{dif}/L_{disp}$  принимает значение 0.5. Пиковая мощность волнового пакета в этом случае в несколько раз превышает пороговую мощность филаментации  $P_0 = 3P_{th}$ , в связи с чем вслед за распадом первой световой пули, можно ожидать образование второй. Однако, этого не происходит, поскольку на длине волны 1350 нм величина параметра  $|k_2| = 6.8 \ \varphi c^2 M M^{-1}$ , характеризующего линейную фазовую самомодуляцию, слишком мала, эффективность сжатия импульса низкая и повторной компрессии не наблюдается (рисунок 23).

Филаментация излучения на длине волны 1800 нм, где  $L_{dif} = 50$  мм,  $L_{disp} = 14$  мм и  $L_{dif}/L_{disp} = 3.6$ , протекает в условиях более сильной аномальной ДГС, поскольку параметр  $|k_2| = 62.7 \text{ фc}^2 \text{мM}^{-1}$  возрастает по сравнению со значением для  $\lambda_0 = 1350$  нм, и даже при  $P_0 = 1.5P_{th}$  после распада первой световой пули аномальный характер ДГС проявляется значительно сильнее. Вследствие этого на переднем фронте импульса наблюдается

компрессия в условиях фазовой самомодуляции, вызванной керровской нелинейностью, и образуются последующие световые пули (рисунок 23).

Увеличение количества световых пуль в последовательности при филаментации излучения с  $L_{dif} = 41$  мм,  $L_{disp} = 24$  мм и  $L_{dif}/L_{disp} = 1.6$  на длине волны 2200 нм при  $P_0 = 2P_{th}$  связано с ещё большим значением параметра  $|k_2| = 149$  фс<sup>2</sup>мм<sup>-1</sup>. При этом более сильная компрессия при фазовой самомодуляции в этом случае приводит к формированию второй световой пули на меньшем расстоянии от первой, чем в случае  $\lambda_0 = 1800$  нм (рисунок 23).

Согласно приведенным результатам, для формирования последовательности из нескольких световых пуль аномальная дисперсия групповой скорости должна быть достаточной, чтобы после диссипации первой световой пули в результате компрессии импульса при фазовой самомодуляции мощность в центральном временном слое волнового пакета достигла критической величины. При этом введенный параметр подобия Ldif/Ldisp, определяющий пороговую мощность возникновения световой пули, не характеризует возникновение последующих световых пуль.

Кроме того, анализ изменения с расстоянием пиковой интенсивности волнового пакета при формировании последовательности световых пуль (рисунок 23) позволил подтвердить вывод, сделанный в разделе 3.4, о робастности световой пули – такие параметры как пиковая интенсивность и длина пробега определяются нелинейно-оптическими свойствами среды и воспроизводятся для каждой световой пули последовательности.

#### Выводы по главе

Исследовано формирование экстремально сжатых высокоинтенсивных волновых пакетов – световых пуль, при филаментации фемтосекундного излучения среднего инфракрасного диапазона в условиях аномальной дисперсии групповой скорости при разных условиях фокусировки в объеме прозрачной диэлектрической среды.

Отношение дифракционной длины волнового пакета к его дисперсионной длине  $L_{dif}/L_{disp}$  является параметром подобия, определяющим процесс образования филамента и возникновения световой пули при нелинейно-оптическом взаимодействии мощного фемтосекундного лазерного излучения среднего инфракрасного диапазона с прозрачными диэлектриками в условиях аномальной дисперсии групповой скорости. Относительная пороговая мощность  $P_{th}/P_{cr}$  образования световой пули при филаментации волнового пакета в условиях аномальной скорости определяется параметром подобия  $L_{dif}/L_{disp}$  и не зависит от параметров излучения и среды. Пороговая мощность  $P_{th}/P_{cr}$  слабо меняется в области оптимальной  $L_{dif}/L_{disp} \approx 1$  и слабой  $L_{dif}/L_{disp} << 1$  аномальной дисперсии

групповой скорости и монотонно возрастает с увеличением параметра при сильной L<sub>dif</sub>/L<sub>disp</sub> >> 1 аномальной дисперсии групповой скорости.

Для гауссова пучка фемтосекундного излучения, сфокусированного аксиконом, возможны различные режимы филаментации и образования световых пуль в зависимости от соотношения длин самофокусировки  $L_{marb}$  и формирования бессель-гауссова распределения интенсивности  $L_{bess}$ . При преобладании керровской фокусировки над аксиконной ( $L_{marb} < 3L_{bess}$ ) световая пуля образуется в отсутствии кольцевой структуры бесселева пучка. При сравнимых фокусировках  $L_{marb} \ge L_{bess}$  световая пуля образуется в центральном лепестке бессель-гауссова распределения интенсивности. При  $L_{marb} >> L_{bess}$  световая пуля может не образоваться вследствие малой мощности в центральном лепестке бессель-гауссова распределения.

При филаментации излучения с бессель-гауссовым пространственным профилем в волновом пакете возникают кольцевые дислокации фазы со скачком фазы равным  $2\pi$ , принципиально отсутствующие в излучении с гауссовым пространственным распределением интенсивности. Особые точки формируются парами противоположных знаков вблизи минимумов напряженности светового поля, перемещаются по фронту (r, t) и исчезают.

Длина пробега сформировавшейся световой пули остается неизменной при варьировании начальной энергии волнового пакета и одинакова для гауссова и бессельгауссова пучков, что подтверждает ее устойчивость. Возможность формирования последовательности из нескольких световых пуль определяется параметром дисперсии групповой скорости k<sub>2</sub>, энергией волнового пакета и не зависит от параметра подобия L<sub>dif</sub>/L<sub>disp</sub>.

## Глава 4 ОСОБЕННОСТИ ГЕНЕРАЦИИ СПЕКТРА СУПЕРКОНТИНУУМА ПРИ ФОРМИРОВАНИИ ЭКСТРЕМАЛЬНО СЖАТОГО ВОЛНОВОГО ПАКЕТА СРЕДНЕГО ИНФРАКРАСНОГО ДИАПАЗОНА В УСЛОВИЯХ АНОМАЛЬНОЙ ДИСПЕРСИИ ГРУППОВОЙ СКОРОСТИ

В главе приведены результаты исследования особенностей формирования антистоксовой полосы суперконтинуума при филаментации фемтосекундных волновых пакетов в плавленом кварце и фторидах в условиях аномальной дисперсии групповой скорости. Рассмотрено влияние энергии излучения на положение максимума антистоксовой полосы суперконтинуума. Исследована зависимость длины волны коротковолновой отсечки антистоксова крыла суперконтинуума от иирины запрещенной зоны диэлектрика и соотношения дифракционной и дисперсионной длин волнового пакета. Исследована трансформация спектра суперконтинуума при формировании последовательности световых пуль в филаменте.

#### 4.1 Трансформация спектра световой пули

#### 4.1.1 Сценарий спектральной эволюции при формировании световой пули

Формирование спектра световой пули исследовалось при численном моделировании филаментации в CaF<sub>2</sub> фемтосекундного излучения на длине волны 1900 нм, соответствующей области аномальной ДГС. Длительность рассматриваемого волнового пакета составляла  $2\tau_0 = 85$  фс, радиус пучка  $r_0 = 80$  мкм, энергия  $W_0 = 2$  мкДж. Поскольку параметр подобия  $L_{dif}/L_{disp}$  в этом случае равен 0.2, пиковая начальная мощность  $P_0 = 30$  МВт превышала пороговое значение  $P_{th} \approx 17$  МВт почти в два раза, что обеспечивало достаточные условия для формирования световой пули.

Для оценки правомерности использования приближения медленно меняющейся волны при описании спектра световой пули исследование проводилось в рамках двух различных подходов – приближения медленно меняющейся волны (2.1) и приближения однонаправленного распространения импульса (2.11). Для исследования трансформации спектра при филаментации и образовании световой пули вычислялось изменение с расстоянием распределения спектральной плотности мощности S( $\lambda$ , z). Вычисляемое как S( $\lambda$ , z) =  $2\pi c_0 n(\lambda) \lambda^{-2} \int_0^{+\infty} |\int_{-\infty}^{+\infty} E(r, t, z) e^{-i\omega t} dt|^2 r dr в приближении однонаправленного$  $распространения импульса, и как S(<math>\lambda$ , z) =  $2\pi c_0 \lambda^{-2} \int_0^{+\infty} |\int_{-\infty}^{+\infty} A(r, t, z) e^{-i\omega t} dt|^2 r dr в$ приближении медленно меняющейся волны.

На рисунке 24 представлен общий характер трансформации спектра суперконтинуума при распространении волнового пакета во фториде кальция и формировании световой пули

в условиях аномальной дисперсии групповой скорости. Рисунок 24 иллюстрирует распределения спектральной плотности мощности на ряде характерных расстояний в логарифмическом масштабе  $S(\lambda)/S(\lambda_0)$ , где  $S(\lambda_0)$  – спектральная плотность мощности на несущей длине волны. Рисунок 24а иллюстрирует спектральную плотность мощности  $S(\lambda)$  волнового пакета, полученную при численных расчетах в приближении медленно меняющейся волны, рисунок 246 – в приближении однонаправленного распространения. Сходство результатов, полученных в рамках двух моделей, позволяют сделать вывод о применимости приближения медленно меняющейся волны для адекватного описания трансформации спектра при формировании световой пули.



**Рисунок 24** – Численно рассчитанные спектры суперконтинуума  $lg(S(\lambda)/S(\lambda_0))$  на характерных расстояниях z в приближении (а) медленно меняющейся волны, (б) однонаправленного распространения при формировании и существовании световой пули в CaF<sub>2</sub>. Длина волны волнового пакета  $\lambda_0 = 1900$  нм.

Анализ динамики пространственно-временного распределения интенсивности I(r, t) на расстояниях, соответствующих приведенным на рисунке 24 спектральным распределениям, позволил установить однозначную связь между спектральной и пространственно-временной трансформацией волнового пакета.



Рисунок 25 – Тоновые картины пространственно-временного распределения интенсивности  $lg(I(r, t)/I_0(r, t))$ , рассчитанные в приближении медленно меняющейся волны, на нескольких расстояниях во фториде кальция: (a) z = 20.25 мм, (б) z = 23.20 мм, (a) z = 23.64 мм, (a) z = 24.10 мм. Красная кривая – нормированный профиль интенсивности на оси  $I(r = 0, t)/I_{peak}(r = 0, t)$ . Длина волны волнового пакета  $\lambda_0 = 1900$  нм, радиус  $r_0 = 80$  мкм, длительность  $2\tau_0 = 85$  фс.

На начальном этапе распространения волнового пакета, где профиль I(r, t) остается подобен гауссову, например, при z = 20.25 мм (рисунок 25a), спектр симметрично уширяется вблизи несущей длины волны (рисунок 24, черная кривая). Качественное изменение формы волнового пакета, сопровождающееся ростом начальной интенсивности более чем в 40 раз на расстоянии z = 23.20 мм, является следствием совместного проявления керровской самофокусировки и фазовой самомодуляции в условиях аномальной ДГС (рисунок 256). Трансформация спектра волнового пакета на этом этапе характеризуется значительным уширением охватываемой спектральной области – началом генерации суперконтинуума (рисунок 24, красная кривая). При этом спектральная картина становится асимметрична, начинает преобладать антистоксово уширение, которое становится все значительнее при увеличении пройденного волновым пакетом расстояния. Начало зарождения световой пули в волновом пакете на расстоянии z = 23.64 мм, заметное на рисунке 25в по сильному укручению заднего фронта импульса за счет дефокусировки на самонаведенной лазерной плазме и эффекта самоукручения, отражается в спектре значительным уширением в антистоксову область и формированием небольшого антистоксова максимума (рисунок 24, синяя кривая). На рисунке 25г представлено пространственно-временное распределение интенсивности в сформированной на z = 24.10 мм световой пуле. Интерференция излучения суперконтинуума в процессе ее возникновения и распространения приводит к формированию изолированного крыла в антистоксовой области спектра (рисунок 24, зеленая кривая), отделенного от несущей длины волны полосой, спектральная интенсивность которой значительно ниже максимума спектральной крыле (спектральный Дальнейшее интенсивности В минимум). сопровождается интерференцией распространение световой пули излучения, расходящегося на лазерной плазме, с периферийной составляющей, в результате чего формируется сложная пространственно-временная картина распределения интенсивности в волновом пакете, приводящая к незначительному перераспределению спектральной интенсивности антистоксова крыла (рисунок 24, розовая кривая).

Увеличение энергии воздействующего излучения приводит к более раннему по оси z формированию антистоксова крыла суперконтинуума, не вызывая качественных изменений описанного выше сценария его появления.

#### 4.1.2 Сценарий формирования антистоксова крыла в спектре световой пули

Для количественной оценки трансформации антистоксовой полосы спектра при формировании и существовании световой пули введем понятие коротковолновой отсечки спектра  $\lambda_{cut}$ , как минимальной длины волны спектральной компоненты, интенсивность

которой в 10 раз ниже максимального значения интенсивности антистоксового крыла на пробега пули  $S(\lambda_{cut}) = 0.1 \max_z S(\lambda_{as}^{max}).$ Рисунок 26 иллюстрирует всей длине нормированный спектр антистоксова крыла световой пули на расстоянии z = 24.10 мм, рассчитанный методами численного моделирования в приближении медленно меняющейся волны (красная кривая) и однонаправленного распространения (синяя кривая), а также зарегистрированный экспериментально (черная кривая). Приведенные зависимости нормированы на глобальный максимум антистоксова крыла, достигаемый В соответствующем расчете или эксперименте. Положение коротковолновой отсечки отмечено на каждом из представленных распределений  $S(\lambda)$  круглым символом.

Экспериментальное исследование эволюции спектра при формировании световой пули проведено на многофункциональном фемтосекундном лазерном комплексе Института спектроскопии PAH. Рассматривалась филаментация импульсного излучения длительностью  $2\tau_{0.5} = 70 \, \phi c$  на длине волны  $\lambda_0 = 1900 \, \text{нм}$  энергией 2 мкДж. Для исследования трансформации спектра импульса при изменении протяженности области его нелинейно оптического взаимодействия с диэлектриком лазерное излучение фокусировалось на плоскую грань клиновидного образца из фторида кальция. Подобная форма образца позволяет плавно менять длину пробега волнового пакета в среде, при соответствующем сдвиге клина перпендикулярно направлению распространения лазерного излучения, без изменения остальных параметров эксперимента. Спектр волнового пакета регистрировался на выходной скошенной грани образца камерой Ругосат.



**Рисунок 26** – Антистоксово крыло спектра световой пули на расстоянии z = 24.10 мм, рассчитанное (красная кривая) в приближении медленно меняющейся волны, (синяя) в приближении однонаправленного распространения импульсного излучения и (черная) зарегистрированное экспериментально. Распределения нормированы на максимальное значение спектральной интенсивности антистоксова крыла, достигаемое на всей длине пробега световой пули.

На рисунке 27а представлено изменение длины волны коротковолновой отсечки спектра световой пули при увеличении протяженности области взаимодействия волнового пакета с образцом из фторида кальция. Полученные в численном моделировании зависимости пикового значения интенсивности и концентрации свободных электронов на оси волнового пакета от расстояния приведены на рисунке 276.

Несмотря на количественное отличие зависимостей  $\lambda_{\rm cut}(z),$ полученных экспериментально и численно с применением двух различных математических моделей, из рисунка 27 следует, что резкое смещение длины волны коротковолновой отсечки в синюю область непосредственно связано с формированием световой пули, характеризуемой на рисунке 276 стремительным ростом пиковой интенсивности волнового пакета и концентрации свободных электронов. Значительный рост интенсивности на коротком промежутке от z = 23.75 ÷ 24.10 мм сопровождается сильным сдвигом коротковолновой отсечки от 800 до 500 нм. Увеличение интенсивности при образовании световой пули в волновом пакете за счет самофокусировки в пространстве и самокомпрессии во времени вызывает генерацию свободных электронов, дефокусировка хвоста импульса на которых приводит к сильной фазовой самомодуляции и быстрому уширению спектра в антистоксову область, то есть резкому уменьшению длины волны коротковолновой отсечки  $\lambda_{cut}$ . В таком случае оценка скорости уширения спектра в антистоксову область при формировании световой пули составляет примерно 100 нм на 100 мкм длины распространения. Изменения положения коротковолновой отсечки в спектре сформированной уже И распространяющейся световой пули незначительны и на промежутке z = 24.2 ÷ 24.5 мм составляют не больше 50 мкм (рисунок 27а).



Рисунок 27 – (а) Изменение с расстоянием длины волны коротковолновой отсечки  $\lambda_{cut}$  спектра световой пули при филаментации в CaF<sub>2</sub>. Кривая – результат численного расчета в приближении однонаправленного распространения, символы – экспериментальные результаты. (б) Изменение с расстоянием пиковой интенсивности I<sub>peak</sub> на оси световой пули, численно рассчитанные в приближении медленно меняющейся волны. Несущая длина волны  $\lambda_0 = 1900$  нм.

Таким образом, уширение спектра в антистоксову область при филаментации волнового пакета в условиях аномальной ДГС неразрывно связано с формированием высокоинтенсивной световой пули с резким градиентом интенсивности во времени.

#### 4.1.3 Спектр световой пули при аксиконной фокусировке

Особенности спектральной трансформации волнового пакета, возникающие при филаментации в условиях аномальной ДГС излучения среднего инфракрасного диапазона, сфокусированного аксиконом с различным углом при основании, исследованы методами численного моделирования на основе приближения медленно меняющейся волны. Рассматривалось излучение на длине волны  $\lambda_0 = 1900$  нм, длительностью  $2\tau_0 = 80$  фс, радиусом  $r_0 = 140$  мкм, фокусируемое в образец плавленого кварца тонким аксиконом, угол  $\alpha$  при основании которого варьировался от 0.5 до 15 °.

На рисунке 28 приведены примеры частотно-угловых спектров световых пуль, формируемых при фокусировке волнового пакета аксиконом с углом  $\alpha = 1^{\circ}$  (рисунок 28а) и  $\alpha = 5^{\circ}$  (рисунок 28б). Соответствующие угловые распределения спектральной интенсивности на длинах волн несущей частоты и максимума антистоксового крыла приведены на рисунке 28в, г.

Представленные результаты отчетливо демонстрируют влияние остроты аксиконной фокусировки на частотно-угловую картину спектральной интенсивности волнового пакета. Расходимость спектральных компонент на несущей длине волны определяется углом сходимости конического волнового фронта β (раздел 1.1), а следовательно, и углом при основании аксикона α. Спектральные максимумы углового профиля, соответствующего длине волны 1900 нм, расположены симметрично относительно оси распространения излучения под углом  $\beta = 0.3$  ° в случае  $\alpha = 1$ ° (рисунок 28а, в) и  $\beta = 1.5$  ° в случае  $\alpha = 5^{\circ}$  (рисунок 28б, г). При этом изолированное антистоксово крыло практически не зависит от условий пространственной фокусировки излучения. Во всех рассмотренных случаях расходимость спектральных компонент в видимой области суперконтинуума не варьировании остроты аксиконной фокусировки – максимум изменялась при изолированного крыла всегда лежал на оси волнового пакета (рисунок 28). Помимо этого, длина волны коротковолновой отсечки антистоксова крыла спектра световой пули не зависит от угла фокусирующего аксикона составила  $\lambda_{cut} \approx 550$  нм для любого из моделируемых аксиконов.



**Рисунок 28** – Спектр импульса на длине волны  $\lambda_0 = 1900$  нм, сфокусированного в плавленый кварц аксиконом с углом (а), (в)  $\alpha = 1^\circ$  и (б), (г)  $\alpha = 5^\circ$ . (а), (б): Частотно-угловое распределение спектральной интенсивности в волновом пакете представлены в логарифмическом масштабе яркости. Синяя прямая указывает положение несущей длины волны волнового пакета, красная – длины волны максимума антистоксового крыла. (в), (г): Зависимость спектральной интенсивности от угла: синяя кривая – на несущей длине волны, красная кривая – на длине волны спектрального максимума антистоксового крыла.

#### 4.2 Влияние энергии волнового пакета на антистоксово крыло спектра световой пули

Влияние энергии волнового пакета на положение антистоксова крыла суперконтинуума световой пули исследовано при рассмотрении филаментации в прозрачном диэлектрике волновых пакетов с различным значением параметра подобия  $L_{dif}/L_{disp}$ . Формирование антистоксовой полосы изучалось при образовании световой пули в условиях слабой –  $L_{dif}/L_{disp} \ll 1$  аномальной ДГС.

#### Слабая аномальная ДГС

При изучении антистоксовой полосы спектра световой пули в условиях слабой аномальной ДГС численно в приближении медленно меняющейся волны рассматривалась филаментация излучения длительностью  $2\tau_0 = 85$  фс, радиусом  $r_0 = 40$  мкм в плавленом кварце, фторидах кальция и бария на длинах волн 1400, 1800 и 2100 нм соответственно.

Отношение дифракционной длины моделируемого волнового пакета к дисперсионной, соответствующее рассматриваемым параметрам излучения, составляло 0.07 в SiO<sub>2</sub>, 0.05 в CaF<sub>2</sub> и 0.03 в BaF<sub>2</sub>.

Из анализа полученных результатов следует, что при филаментации в условиях слабой аномальной ДГС длина волны спектрального максимума антистоксового крыла  $\lambda^{as}_{max}$  зависит от энергии распространяющегося волнового пакета, что проиллюстрировано на рисунке 29 для трех различных диэлектриков. Так, при увеличении от 0.7 до 1.4 мкДж начальной энергии волнового пакета, распространяющегося в плавленом кварце,  $\lambda^{as}_{max}$  уменьшается от 725 до 590 нм. Аналогичный сдвиг антистоксова крыла суперконтинуума в сторону меньших длин волн при увеличении энергии имеет место и при филаментации волнового пакета в условиях слабой аномальной дисперсии групповой скорости в BaF<sub>2</sub> и в CaF<sub>2</sub>.



**Рисунок 29** – Зависимости длины волны спектрального максимума антистоксовой полосы  $\lambda^{as}_{max}$  суперконтинуума от энергии импульса W при филаментации в SiO<sub>2</sub> ( $\blacktriangle$ ,  $\Delta$ ), CaF<sub>2</sub> ( $\blacklozenge$ ,  $\diamond$ ), BaF<sub>2</sub> ( $\bullet$ ,  $\circ$ ) в условиях слабой аномальной ДГС ( $L_{dif}/L_{disp} <<1$ ). Эксперимент –  $\bigstar$ ,  $\blacklozenge$ ,  $\bullet$ ,  $\bullet$ , численное моделирование –  $\Delta$ ,  $\diamondsuit$ ,  $\circ$ .

Экспериментальные исследования зависимости длины волны спектрального максимума антистоксовой полосы суперконтинуума  $\lambda^{as}_{max}$  от энергии импульса  $W_0$  выполнены на спектрометрическом фемтосекундном комплексе ИСАНа. Для сравнения с результатами расчетов характеристики лазерного излучения полностью соответствовали параметрам численно моделируемых волновых пакетов. Излучение фокусировалось на входную грань образца тонкой CaF<sub>2</sub> линзой с фокусным расстоянием F = 19 см и F = 21 см, что позволяло изменять радиус пучка на входной грани образца в требуемом диапазоне.

Зависимость длины волны максимума антистоксова крыла от энергии импульса в условиях слабой аномальной ДГС, зарегистрированная в эксперименте, полностью повторяет результаты численного моделирования (рисунок 29). Для физической интерпретации наблюдаемой зависимости рассмотрим приведенные на рисунке 30 временную форму волнового пакета на оси и спектр антистоксовой полосы суперконтинуума в CaF<sub>2</sub> и BaF<sub>2</sub> на длинах волн  $\lambda_0 = 1800$  нм и  $\lambda_0 = 2100$  нм соответственно. В главе 3 показано, что компрессии волнового пакета во времени при фазовой самомодуляции в условиях слабой аномальной ДГС L<sub>dif</sub>/L<sub>disp</sub> << 1 может оказаться недостаточно для формирования устойчивой световой пули. Увеличение начальной энергии в таких условиях приводит к росту нелинейной фазовой модуляции, более эффективному сжатию волнового пакета во времени и, как следствие, дополнительному укручению фронтов импульса (рисунок 30а, в), что вызывает рост антистоксова уширения спектра. Кроме того, происходит изменение групповой скорости, с которой световая пуля движется в среде. Таким образом, вследствие изменения энергии волнового пакета от 1.5 до 2 мкДж в BaF2 и от 1.4 до 2.7 мкДж в CaF2 длина волны максимума антистоксового крыла  $\lambda^{as}_{max}$  смещается от 850 до 615 нм и от 700 до 550 нм соответственно (рисунок 306, г).



Рисунок 30 – Численно рассчитанные профили импульса при максимальной интенсивности на оси волнового пакета при филаментации в условиях слабой аномальной ДГС в (a) BaF<sub>2</sub>, (b) CaF<sub>2</sub> и спектры  $lg(S(\lambda)/S(\lambda_0))$  изолированного антистоксова крыла суперконтинуума в (б) BaF<sub>2</sub>, (г) CaF<sub>2</sub>. Параметры волнового пакета: в BaF<sub>2</sub> –  $\lambda_0 = 2100$  нм,  $L_{dif}/L_{disp} = 0.03$ , в CaF<sub>2</sub> –  $\lambda_0 = 1800$  нм,  $L_{dif}/L_{disp} = 0.05$ . Импульс распространяется слева – направо.

#### Оптимальная аномальная ДГС

Влияние энергии излучения на антистоксово крыло суперконтинуума в условиях оптимальной аномальной ДГС исследовано при численном моделировании филаментации волновых пакетов радиусом  $r_0 = 70$  мкм и длительностью  $2\tau_0 = 120$  фс. В плавленом кварце рассматривалось излучение на длине волны  $\lambda_0 = 2600$  нм, во фториде кальция –  $\lambda_0 = 3000$  нм, во фториде бария –  $\lambda_0 = 3800$  нм, что в рассматриваемых диэлектриках обеспечивало значения L<sub>dif</sub>/L<sub>disp</sub> = 1.2, 0.35, 0.4 соответственно.

При филаментации волновых пакетов в условиях оптимальной аномальной ДГС компрессия импульса в пространстве и времени происходит одновременно, в результате чего формируется высокоинтенсивная робастная световая пуля, крутизна заднего фронта и групповая скорость которой не зависят от энергии волнового пакета. На рисунке 31 приведены зависимости длины волны спектрального максимума антистоксового крыла  $\lambda^{as}_{max}$  спектра световой пули в SiO<sub>2</sub>, BaF<sub>2</sub> и CaF<sub>2</sub>. Согласно результатам численного моделирования и эксперимента при изменении начальной энергии импульсов на 40 ÷ 70% рассматриваемых длина в средах волны максимума антистоксовой полосы суперконтинуума изменяется не более чем на 40 нм.



Рисунок 31 – Зависимости длины волны спектрального максимума антистоксовой полосы  $\lambda^{as}_{max}$  суперконтинуума от энергии импульса W при филаментации в SiO<sub>2</sub> ( $\blacktriangle$ ,  $\Delta$ ), CaF<sub>2</sub> ( $\blacklozenge$ ,  $\Diamond$ ), BaF<sub>2</sub> ( $\bullet$ ,  $\circ$ ) в условиях оптимальной аномальной ДГС ( $L_{dif}/L_{disp}\approx 1$ ). Эксперимент –  $\bigstar$ ,  $\blacklozenge$ ,  $\bullet$ ,  $\bullet$ , , численное моделирование –  $\Delta$ ,  $\diamondsuit$ ,  $\circ$ .

Таким образом, повышение энергии импульсов в 1.5-2 раза не влияет на спектр антистоксова крыла суперконтинуума при филаментации в условиях оптимальной аномальной ДГС и вызывает уменьшение длины волны максимума изолированной антистоксовой полосы суперконтинуума в условиях слабой аномальной ДГС.

#### 4.3 Влияние параметра Ldif/Ldisp на антистоксово крыло спектра световой пули

Для анализа влияния параметра  $L_{dif}/L_{disp}$  на динамику формирования антистоксова крыла и длину волны коротковолновой отсечки  $\lambda_{cut}$  рассмотрена филаментация фемтосекундных волновых пакетов в CaF<sub>2</sub>, LiF и SiO<sub>2</sub> на длинах волн 3000, 2000 и 1900 нм соответственно при различных дифракционной и дисперсионной длинах.

На длине волны 3000 нм в CaF<sub>2</sub> параметр  $k_2 = -105.4 \text{ фc}^2 \text{мm}^{-1}$  и при длительности волнового пакета  $2\tau_0 = 140 \ \phi c$  дисперсионная длина составляет  $L_{disp} = 49 \ \text{мм}$ . При этом варьирование от 65 до 180 мкм радиуса пучка, падающего на входную грань образца, позволило рассмотреть динамику формирования коротковолновой отсечки суперконтинуума параметра подобия изменении В диапазоне при  $L_{dif}/L_{disp} = 0.27 \div 2$  (рисунок 32).



**Рисунок 32** – Изменение с расстоянием длины волны коротковолновой отсечки  $\lambda_{cut}$  спектра световой пули при филаментации импульса на длине волны  $\lambda_0 = 3000$  нм в CaF<sub>2</sub>.

Видно, что с увеличением параметра  $L_{dif}/L_{disp}$  возрастает интервал до образования световой пули и формирования антистоксова крыла. Если при  $L_{dif}/L_{disp} = 0.27$  длина этого интервала составляет около 2 мм, то при  $L_{dif}/L_{disp} = 1$  – увеличивается до 4 мм (рисунок 32). Таким образом расстояние до формирования антистоксова крыла в спектре волнового пакета возрастает с увеличением размера пучка и соответственно параметра  $L_{dif}/L_{disp}$ . При этом длина волны коротковолновой отсечки антистоксова крыла суперконтинуума является независимой от параметра  $L_{dif}/L_{disp}$  (рисунок 33).

Аналогичные зависимости получены при рассмотрении филаментации фемтосекундных волновых пакетов в плавленом кварце и фториде лития.

Анализируя полученные результаты, можно сделать вывод, что параметр L<sub>dif</sub>/L<sub>disp</sub> влияет не на характер формирования коротковолновой отсечки, а на протяженность интервала ее установления. При этом длина волны коротковолновой отсечки не зависит от начальных размеров волнового пакета, определяясь совокупностью других параметров, характеризующих взаимодействие излучения со средой.



**Рисунок 33** – Зависимости длины волны коротковолновой отсечки  $\lambda_{cut}$  спектра световой пули от параметра  $L_{dif}/L_{disp}$  для импульса на длине волны  $\lambda_0 = 3000$  нм в CaF<sub>2</sub>.

### 4.4 Влияние ширины запрещенной зоны диэлектрика на антистоксово крыло спектра световой пули

Согласно [121] одним из параметров, определяющих положение антистоксова крыла спектра световой пули, является порядок многофотонности К = [U<sub>i</sub>/ħω<sub>0</sub> + 1] процесса ионизации среды, варьирование которого в эксперименте возможно выбором различных диэлектриков или изменением несущей длины волны излучения. Оба предложенных способа влекут изменения совокупности параметров, влияющих на нелинейно-оптическое взаимодействие волнового пакета со средой. Исследование же влияния отдельного фактора – непосредственно порядка многофотонности К, при прочих неизменных параметрах, возможно лишь методами численного моделирования при рассмотрении формирования световой пули и генерации суперконтинуума в модельных средах, отличающихся от реальных только одним параметром – шириной запрещенной зоны U<sub>i</sub>.

Рассматривалось коллимированное излучение на длине волны 2000 нм, длительностью  $2\tau_0 = 120$  фс, радиусом пучка  $r_0 = 28.6$  мкм при филаментации в LiF, ширина запрещенной зоны которого  $U_i = 13.5$  эВ (соответствующий данным параметрам порядок многофотонности K = 22), а также при филаментации в ряде моделируемых образцов из LiF с шириной запрещенной зоны, изменяемой от  $U_i^{im} = 8.7$  эВ (K = 15) до  $U_i^{im} = 18$  эВ (K = 30). Излучение на длине волны 3000 нм, длительностью  $\tau_0 = 144$  фс, радиусом пучка  $r_0 = 67.5$  мкм рассматривалось в CaF<sub>2</sub> с шириной запрещенной зоны  $U_i = 10.0$  эВ (K = 25) и в модельных CaF<sub>2</sub> при изменении  $U_i^{im}$  от 5.8 эВ (K = 15) до  $U_i^{im} = 12$  эВ (K = 30).

Рассчитанные спектры антистоксова крыла суперконтинуума, полученные для реальных LiF и CaF<sub>2</sub> и модельных LiF<sup>im</sup> и CaF<sub>2</sub><sup>im</sup>, представлены на рисунке 34. Из представленных распределений видно, что увеличение ширины запрещенной зоны вызывает смещение антистоксова крыла спектра световой пули в коротковолновую область в обоих рассмотренных материалах. При этом от порядка многофотонности К зависит как длина

волны спектрального максимума антистоксового крыла λ<sup>as</sup><sub>max</sub>, так и длина волны коротковолновой отсечки λ<sub>cut</sub>.



**Рисунок 34** – Спектры антистоксова крыла суперконтинуума при филаментации в реальных LiF, CaF<sub>2</sub> и модельных материалах LiF<sup>im</sup> и CaF<sub>2</sub><sup>im</sup>, отличающихся шириной запрещенной зоны U<sub>i</sub>. (a) – LiF,  $\lambda_0 = 2000$  нм; (б) – CaF<sub>2</sub>,  $\lambda_0 = 3000$  нм.

Наблюдаемый эффект объясняется дополнительным укручением заднего фронта импульса, вызванным ростом порядка многофотонности К из-за увеличения ширины запрещенной зоны диэлектрика U<sub>i</sub> при неизменных длине волны излучения, коэффициенте нелинейности среды и остальных параметрах нелинейно-оптического взаимодействия. Это, в свою очередь, приводит к большему уширению спектра суперконтинуума в антистоксову область и уменьшению длины волны коротковолновой отсечки антистоксова крыла суперконтинуума (рисунок 35).



Рисунок 35 – Зависимость длины волны коротковолновой отсечки  $\lambda_{cut}$  в спектре световой пули от порядка многофотонности K, при филаментации излучения на длине волны 2000 нм в реальном LiF с U<sub>i</sub> = 13.3 эВ (K = 22) и модельных LiF<sup>im</sup> с различной U<sub>i</sub><sup>im</sup> (квадратные символы) и излучения на длине волны 3000 нм в реальном CaF<sub>2</sub> с U<sub>i</sub> = 10 эВ (K = 25) и модельных CaF<sub>2</sub><sup>im</sup> с различной U<sub>i</sub><sup>im</sup> (круглые символы).

На рисунке 36 приведены численно рассчитанные частотно-угловые распределения спектральной интенсивности S(λ, θ) антистоксова крыла суперконтинуума световой пули,
сформированной при филаментации на длине волны 2000 нм в реальном LiF, что соответствует K = 22, и модельных LiF<sup>im</sup>, ширина запрещенной зоны которых при всех прочих неизменных параметрах обеспечивает K = 15 и K = 30. Анализ представленных результатов позволил установить, что с увеличением порядка многофотонности K наряду со сдвигом антистоксова крыла в сторону меньших длин волн увеличивается угловая расходимость излучения конической эмиссии. Так, в случае K = 15 предельный угол распространения излучения видимой области спектра световой пули составляет  $\theta_{lim} = 0.05$  рад (рисунок 36а), в случае K = 22 возрастает до  $\theta_{lim} = 0.12$  рад (рисунок 36б) и достигает  $\theta_{lim} = 0.18$  рад при K = 30 (рисунок 36в). Наблюдаемое увеличение углового уширения спектра световой пули при увеличении порядка многофотонности процесса ионизации среды вызвано ростом градиента интенсивности в поперечном сечении пучка.



Рисунок 36 – Частотно-угловой спектр антистоксова крыла суперконтинуума при филаментации волнового пакета на длине волны  $\lambda_0 = 2000$  нм в (б) реальном LiF с U<sub>i</sub> = 13.3 эB (K = 22) и модельных LiF<sup>im</sup> c (a) U<sub>i</sub><sup>im</sup> = 8.7 эB (K = 15) и (б) U<sub>i</sub><sup>im</sup> = 18 эB (K = 30).

Полученные результаты позволяют сделать вывод об определяющем влиянии порядка многофотонности процесса ионизации среды на антистоксово уширение, длину волны максимума антистоксового крыла, длину волны коротковолновой отсечки  $\lambda_{cut}$  и предельный угол конической эмиссии в спектре световой пули среднего инфракрасного диапазона. Этот

вывод является в некоторой степени неожиданным, так как для излучения среднего инфракрасного диапазона при насыщении интенсивности в световой пуле параметр Келдыша γ (2.8) близок к единице.

#### 4.5 Антистоксово крыло спектра последовательности световых пуль

Особенности спектра антистоксовой полосы суперконтинуума последовательности световых пуль исследованы при рассмотрении филаментации в условиях аномальной ДГС фемтосекундного излучения среднего инфракрасного диапазона, сфокусированного аксиконом в образцы плавленого кварца и фторида кальция. Использование аксиконной фокусировки позволило получить стабильную последовательность световых пуль и надежно зарегистрировать их спектр. Как показано в разделе 4.1.3, фокусировка излучения аксиконом не влияет на спектральную трансформацию антистоксовой полосы спектра волнового пакета при формировании световой пули.

Численно в приближении медленно меняющейся волны рассматривался волновой пакет на длине волны  $\lambda_0 = 1900$  нм, длительностью  $2\tau_0 = 100$  фс и радиусом  $r_0 = 1.2$  мм. Согласно (2.9) начальное распределение интенсивности за аксиконом задавалось в виде гауссова волнового пакета с пространственной модуляцией фазы  $\varphi(\mathbf{r}) = kr(n_{ax} - 1)\alpha$ , что позволяло математически описать изменение профиля излучения при прохождении тонкого аксикона. При этом, нелинейный набег фазы волнового пакета при распространении в аксиконе не учитывался, поскольку согласно оценкам в приближении заданного поля максимальная величина этого набега на два порядка меньше, чем в образцах до возникновения световой пули. Для имитации условий возможного эксперимента моделирование проводилось в два этапа – сначала волновой пакет распространялся в воздухе в отсутствие нелинейности на расстояние b, после чего начиналось его нелинейно-оптическое взаимодействие с твердотельным диэлектриком. В серии численных экспериментов расстояние b варьировалось от 6 до 28 мм, что соответствовало изменению положения образца относительно фокуса аксикона, составляющего для  $\alpha = 5$  ° и рассматриваемых параметров излучения – L<sub>bess</sub> = 22 мм.

На рисунке 37 приведены рассчитанные численно картины частотно-углового распределения спектральной интенсивности  $S(\lambda, \theta)$  антистоксова крыла суперконтинуума при формировании в филаменте одной (рисунок 37а) и двух (рисунок 37б) световых пуль. Представленные распределения получены при моделировании филаментации волнового пакета в плавленом кварце, расположенном на расстоянии b = 6 мм от аксикона, при увеличении длины нелинейно-оптического взаимодействия с диэлектриком d. Из рисунка 37 следует, что увеличение расстояния, пройденного волновым пакетом в среде, от

d = 5.0 мм (рисунок 37а) до d = 6.5 мм (рисунок 37б) приводит к появлению модуляции антистоксова крыла суперконтинуума.



Рисунок 37 – Численно полученное антистоксово крыло частотно-углового спектра S( $\lambda$ ,  $\theta$ ) гауссова волнового пакета на длине волны 1900 нм, сфокусированного аксиконом в образец плавленого кварца, при образовании (а) одной световой пули на длине взаимодействия d = 5.0 мм и (б) двух световых пуль при d = 6.5 мм. Расстояние между носиком аксикона и образцом b = 6 мм.

Анализ профиля концентрации свободных электронов на оси распространения (рисунок 38), характеризующего положение и протяженность области существования высокоинтенсивной световой пули в диэлектрике, позволил установить, что на длине распространения z = b + d = 11.0 мм (d = 5.0 мм) в плавленом кварце существует одна световая пуля. Спектр антистоксова крыла суперконтинуума S( $\lambda$ ,  $\theta$ ) в этом случае принимает привычный вид – широкий однородный максимум на длине волны видимого диапазона (рисунок 37а). При увеличении длины распространения после распада первой световой пули на расстоянии L = 1.3 мм от нее формируется вторая, что на рисунке 38 видно по возникновению следующего плазменного канала на z = 12 мм. Частотно-угловой спектр S( $\lambda$ ,  $\theta$ ) при этом становится модулированным (рисунок 376), что обусловлено интерференцией излучения суперконтинуума от двух когерентных источников, которыми являются световые пули.



Рисунок 38 – Концентрация электронов  $N_e(z)$ свободных волнового на оси пакета, распространяющегося в плавленом кварце. Длина волны излучения  $\lambda_0 = 1900$  нм,  $N_0 = 0.21 \cdot 10^{21}$  см<sup>-3</sup>. z – расстояние, пройденное излучением от носика аксикона.

На рисунке 39 приведены проинтегрированные по углу  $\theta$  в пределах  $\pm 0.1$  рад спектры антистоксова крыла S( $\lambda$ ) в случае одной (рисунок 39а) и двух (рисунок 39б) световых пуль в филаменте, сформированных в плавленом кварце, расположенном на расстоянии b = 6 мм от носика аксикона.



**Рисунок 39** – Численно рассчитанные суммарные спектры антистоксова крыла суперконтинуума в угловой апертуре 0.2 рад. В случае (а) одной и (б) двух световых пуль, сформированных в излучении на длине волны  $\lambda_0 = 1900$  нм, сфокусированном аксиконом в образец SiO<sub>2</sub>. Расстояние от носика аксикона до образца b = 6 мм.

Из рисунка 39б появляющейся формировании видно, что период при последовательности из нескольких световых пуль модуляции изолированного крыла не является постоянной величиной во всем рассматриваемом спектральном диапазоне, а возрастает с увеличением длины волны. Определим период модуляции антистоксова крыла Т, как интервал между длинами волн соседних минимумов интенсивности в спектре последовательности световых пуль. Зависимость относительного периода осцилляций интенсивности спектральных компонент  $lg(T/T^*)$  от их длины волны  $lg(\lambda/\lambda^*)$  представлена на рисунке 40 в логарифмическом масштабе для плавленого кварца и фторида кальция. Результаты численных расчетов приведены на рисунках 40а, 40в, полученные из анализа экспериментально зарегистрированных спектров – на рисунках 406, 40г. В качестве масштаба Т\* принят интервал между соседними минимумами в спектре антистоксова крыла на длине волны  $\lambda^*$ , выбранной в его длинноволновой области (600 – 650 нм) (указано на рисунке 39).

Разными символами на рисунке 40 представлены результаты, соответствующие различным расстояниям b между носиком аксикона и входной гранью образца, что позволило изучить спектр антистоксова крыла световой пули, формируемой на расстоянии как меньшем, так и большем фокусного.



**Рисунок 40** – Относительное изменение периода  $T/T^*$  осцилляций спектральных компонент антистоксового крыла от их длины волны  $\lambda/\lambda^*$ , представленное в логарифмическом масштабе по результатам (а, в) численных расчетов и (б, г) экспериментальных измерений при различных расстояниях b между аксиконом и входной гранью образцов из (а, б) плавленого кварца и (в, г) фторида кальция. Сплошная линия – аппроксимация результатов.

Видно, что для световой пули и в SiO<sub>2</sub> (рисунок 40a, б), и в CaF<sub>2</sub> (рисунок 40в, г) относительное изменение периода осцилляций T/T\* спектральных компонент от их длины волны  $\lambda/\lambda^*$ , представленное в логарифмическом масштабе, подчиняется линейной зависимости. При этом угол наклона логарифмической зависимости периода осцилляций от их длины волны не зависит от расстояния b между аксиконом и образцом и для данных, измеренных в эксперименте, близок к рассчитанным численно (рисунок 40).

Согласно рисунку **40**, результаты численного исследования находятся в согласии с данными, полученными экспериментально в Институте Спектроскопии РАН, где исследовалась трансформация спектра волнового пакета при формировании последовательности световых пуль. Параметры излучения полностью соответствовали рассмотренным в численном моделировании ( $\lambda_0 = 1900$  нм,  $2\tau_0 = 100$  фс,  $r_0 = 1.2$  мм). Антистоксова полоса спектра излучения регистрировалась на выходе из образца волоконным спектрометром SL-40 Solar TII с рабочим диапазоном 200 – 1100 нм. Экспериментальное исследование трансформации спектра при изменении длины

нелинейно-оптического взаимодействия световой пули со средой реализовано при помощи клиновидных образцов из плавленого кварца и фторида кальция.

Кроме того, зависимости периода осцилляций интенсивности спектральных компонент от их длины волны, полученные численно и экспериментально подтверждены аналитически на основе интерференционной модели, согласно которой световая пуля является движущимся точечным источником, излучающим широкополосный суперконтинуум на длине своего пробега [88]. Фазовый сдвиг между интерферирующими волнами на частоте  $\omega$ , излучаемыми движущимся источником под углом  $\theta$  к направлению распространения световой пули в точке z = 0 мм и на текущем расстоянии z, вызван отличием фазовой скорости с<sub>0</sub>/n( $\lambda$ ) спектральной компоненты на длине волны  $\lambda$  от групповой скорости импульса v<sub>g</sub> на длине волны  $\lambda_0$  и выражается как:

$$\Delta \psi(\omega, \theta, z) = \left\{ \frac{\omega_0 - \omega}{v_g} - [k_0 - k(\omega) \cos\theta] \right\} z.$$
(4.1)

Поскольку амплитуда спектральной компоненты на частоте ω, распространяющейся под углом θ, в точке z выражается как:

$$A(\omega, \theta, z) = A_0 \exp[i\Delta\psi(\omega, \theta, z)], \qquad (4.2)$$

амплитуда спектральной компоненты как результат интерференции излучений двух световых пуль, отстоящих друг от друга на расстояние L, принимает вид:

1

$$A(\omega, \theta) = A_0 \{1 + \exp[i\Delta\psi(\omega, \theta, L)]\} \int_0^1 \exp[i\Delta\psi(\omega, \theta, z)] dz.$$
(4.3)

В этом случае выражение, задающее частотно-угловой спектр  $S(\omega, \theta) = |A(\omega, \theta)|^2$ излучения двух световых пуль (уравнение (4.4)), наряду с первым сомножителем sinc<sup>2</sup>( $\Delta \psi(\omega, \theta, 1)/2$ ), определяющим формирование на длине пробега 1 изолированного крыла в антистоксовой области спектра, содержит сомножитель  $\cos^2(\Delta \psi(\omega, \theta, L)/2)$ , ответственный за высокочастотную модуляцию спектра в зависимости от длины волны спектральной компоненты.

$$S(\omega, \theta) = 4A_0^2 l^2 \operatorname{sinc}^2\left(\frac{\Delta \psi(\omega, \theta, l)}{2}\right) \cos^2\left(\frac{\Delta \psi(\omega, \theta, L)}{2}\right).$$
(4.4)

Частотная зависимость сдвига фазы спектральных компонент, излучаемых под углом  $\theta = 0^{\circ}$  двумя световыми пулями, сдвинутыми друг относительно друга на расстояние L, в приближении второго порядка теории дисперсии для волнового вектора k( $\omega$ ) в точке  $\omega_{as}$  принимает следующий вид:

$$\Delta \psi(\omega, \theta = 0, L) = L \left\{ \frac{\omega_0 - \omega}{v_g} - \left[ k_0 - (k_0 + \frac{\partial k}{\partial \omega} \Big|_{\omega_{as}} (\omega - \omega_{as}) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2} \Big|_{\omega_{as}} (\omega - \omega_{as})^2 \right] \right\},$$
(4.5)

откуда следует, что выражение для мгновенной частоты осцилляций спектральных компонент  $\Omega(\lambda)$  является полиномиальным по длине волны  $\lambda$ :

$$\Omega(\lambda) = \frac{\partial \Delta \psi(\omega, \theta = 0, L)}{\partial \omega} \frac{\partial \omega}{\partial \lambda} = \frac{(2\pi c)^2 L}{\lambda^2} \left\{ \frac{1}{v_g(\lambda_{as})} - \frac{1}{v_g(\lambda_0)} + 2\pi c \cdot k_2(\lambda_{as}) \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_{as}}\right) \right\}.$$
(4.6)

Таким образом, в логарифмическом масштабе зависимость относительного периода осцилляций  $lg(T/T^*)$  от длины волны  $lg(\lambda/\lambda^*)$  является линейной. Кроме того, период модуляции увеличивается не только с увеличением длины волны спектральной компоненты, но и с уменьшением интервала между световыми пулями L.

Проведенные исследования показали, что формирование в диэлектрике последовательности из двух или нескольких световых пуль приводит к появлению в спектре антистоксова крыла осцилляций, не наблюдающихся в спектре одиночной световой пули. Это подтверждает решающую роль возникновения второй световой пули как еще одного источника суперконтинуума в формировании модуляции в спектре антистоксовой полосы.

#### Выводы по главе

Исследованы особенности формирования антистоксовой полосы спектра суперконтинуума при филаментации фемтосекундного излучения среднего инфракрасного диапазона в условиях аномальной дисперсии групповой скорости и образовании световых пуль в объеме прозрачной диэлектрической среды.

Формирование изолированного антистоксового крыла в спектре волнового пакета непосредственно связано с формированием экстремально сжатого волнового пакета при филаментации в условиях аномальной дисперсии групповой скорости. Длина волны коротковолновой отсечки спектра стремительно уменьшается в интервале распространения, где наблюдается резкое возрастание интенсивности волнового пакета и образуется световая пуля с большим градиентом интенсивности на хвосте.

Положение изолированного антистоксова крыла в спектре волнового пакета при филаментации в условиях аномальной дисперсии групповой скорости зависит от крутизны его заднего фронта. Увеличение энергии волнового пакета при филаментации в условиях слабой аномальной дисперсии групповой скорости ( $L_{dif} \ll L_{disp}$ ) приводит к большему укручению заднего фронта световой пули, что вызывает уменьшение длины волны максимума антистоксова крыла. При формировании в условиях оптимальной и сильной аномальной дисперсии групповой скорости ( $L_{dif} \ge L_{disp}$ ) устойчивой световой пули,

крутизна фронтов которой не зависит от энергии, варьирование энергии излучения не приводит к сдвигу антистоксова крыла.

Положение антистоксова крыла в спектре световой пули определяется порядком многофотонности процесса генерации лазерной плазмы и не зависит от параметра подобия L<sub>dif</sub>/L<sub>disp</sub>. Длина волны максимума антистоксова крыла в спектре световой пули уменьшается, а предельный угол конической эмиссии увеличивается при увеличении порядка многофотонности процесса генерации лазерной плазмы.

Образование в филаменте последовательности световых пуль приводит к осцилляциям интенсивности компонент антистоксова крыла спектра, возникающим как результат интерференции широкополосного излучения от нескольких последовательно сформированных источников суперконтинуума. В логарифмическом масштабе период модуляции антистоксова крыла линейно зависит от длины волны спектральной компоненты, уменьшаясь при переходе в область меньших длин волн.

# Глава 5. ДИНАМИКА ЭКСТРЕМАЛЬНО СЖАТОГО ВОЛНОВОГО ПАКЕТА СРЕДНЕГО ИНФРАКРАСНОГО ДИАПАЗОНА

В главе приведены результаты исследования эволюции пространственно-временных и энергетических параметров одноцикловых световых пуль среднего инфракрасного диапазона при распространении в плавленом кварце и фторидах. Предложен способ определения параметров экстремально сжатых волновых пакетов сложной формы с широким спектром. Определены абсолютные размеры световой пули. Исследовано влияние нелинейного изменения групповой и фазовой скоростей волнового пакета, его длительности и эллиптичности поляризации на динамику световой пули.

Поскольку световая пуля, формирующаяся в филаменте в условиях аномальной ДГС, представляет собой экстремально локализованный волновой пакет, длительность которого близка к одному периоду оптических осцилляций унесущей длины волны среднего инфракрасного диапазона (рисунок 30а), динамика ее параметров, в том числе пиковой амплитуды напряженности электрического поля, играет ключевую роль при ее нелинейно-оптическом взаимодействии с диэлектриком.

Распределение амплитуды напряженности электрического поля в световой пуле качественно отличается от соответствующего распределения в гауссовом импульсе (рисунок 6) или волновом пакете в начале сжатия (рисунок 416). Спектр световой пули является широкополосным, и наряду с несущей длиной волны обогащен высшими гармониками и высокочастотными компонентами суперконтинуума. Кроме того, общепринятые понятия несущей волны и огибающей формально неприменимы для близкой к одноцикловой световой пули. В этом случае определим огибающую световой пули как гладкую кривую, соединяющую максимумы напряженности электрического поля, несущей — осцилляции поля под этой кривой. Такой подход позволит описать напряженность светового поля на оси световой пули в рамках концепции косинус- и синус-мод (раздел 1.4). Так, например, световая пуля, сформировавшаяся в LiF при распространении волнового пакета на длине волны  $\lambda_0 = 3350$  нм, принимает синусоидальную форму во времени, когда максимум огибающей импульса совпадает с нулевым значением напряженности электрического поля несущей волны, на расстоянии z = 1.795 мм, которая из-за различия фазовой V<sub>ph</sub> и групповой V<sub>gr</sub> скоростей сменяется косинусоидальной, когда максимум огибающей совпадает с максимумом несущей волны, на z = 1.810 мм (рисунок 41а). При этом происходит периодическое изменение пиковой напряженности результирующей волны. Следует заметить, что в начале компрессии волнового пакета, когда его форма близка к гауссовой и под огибающей укладывается много осцилляций светового поля,

отличие групповой и фазовой скоростей так же приводит к сдвигу несущей волны относительно огибающей импульса (например, на рисунке 416 представлена синус-мода, сформированная на z = 1.150 мм, и ближайшая косинус-мода – z = 1.175 мм). Однако в этом случае влияние сдвига на результирующую амплитуду светового поля незначительно (малая амплитуда изменения пикового значения результирующей напряженности светового поля).



**Рисунок 41** – Временной профиль электрического поля на оси (а) световой пули на z = 1.795 мм (черная кривая) и z = 1.810 мм (красная); (б) волнового пакета близкого к гауссовому на z = 1.150 мм (черная кривая) и z = 1.175 мм (красная). Пунктирная кривая – приближение огибающей световой пули. Излучение на длине волны  $\lambda_0 = 3350$  нм распространяется в LiF справа налево.

В связи с этим исследование динамики одноцикловой световой пули и влияния изменения ее размеров на нелинейно-оптическое взаимодействие со средой представляет собой важную исследовательскую задачу, имеющую широкое практическое применение.

#### 5.1 Размеры световой пули

Для описания особенностей динамики световой пули при распространении в первую очередь необходимо определить основные характеризующие ее параметры. Значительное искажение формы волнового пакета при сильном пространственно-временном сжатии излучения в процессе филаментации в условиях аномальной дисперсии групповой скорости приводит к сложностям при введении единого понятия размеров световой пули. Неоднозначность оценок длительности и диаметра световой пули, полученных различными экспериментальными [56; 58; 59] и численными [55; 57; 61; 63] методами, подтверждает существование нерешенных к настоящему моменту проблем в определении размеров высокоинтенсивной экстремально сжатой световой пули.

Для определения параметров световой пули предложен метод, основой которого является анализ пространственно-временного распределения напряженности светового

поля в волновом пакете. С этой целью с помощью уравнений однонаправленного распространения импульсного излучения численно моделировалась филаментация во фториде лития волнового пакета, с несущей длиной волны  $\lambda_0 = 3100$  нм, длительностью  $2\tau_0 = 120$  фс, радиусом  $r_0 = 30$  мкм. Выбранные для численного моделирования параметры излучения соответствуют L<sub>dif</sub>/L<sub>disp</sub> = 0.18, и при W = 15.5 мкДж обеспечивают превышение пороговой мощности P<sub>th</sub>, достаточное для формирования световой пули.

Пространственно-временные распределения напряженности электрического поля E(r, t, z) на характерных расстояниях при филаментации и образовании световой пули представлены на рисунке 42. Распространение волнового пакета в среде с керровской нелинейностью сопровождается локальным увеличением оптической плотности среды, проявляющейся в первую очередь на оси пучка, вследствие чего максимум напряженности электрического поля сдвигается к хвосту импульса. При этом форма импульса практически не искажается, остается подобна первоначальной – гауссовой (рисунок 42а). Дальнейшее накопление эффектов самовоздействия при распространении приводит в первую очередь к увеличению амплитуды напряженности электрического поля в несколько раз, в результате чего достигается порог фотоионизации и начинается генерация лазерной плазмы, на которой дефокусируется задний фронт импульса. Проявляющиеся одновременно самофокусировка ведущей части волнового пакета и дефокусировка в плазме его хвоста приводят к формированию крутого заднего фронта с резким падением напряженности электрического поля (рисунок 42б). Сильные искажения волнового пакета, к которым также относится и возникновение высокочастотных осцилляций напряженности светового поля, возникают на оси импульса при формировании световой пули и охватывают все большую часть пучка по мере ее распространения в диэлектрике.



**Рисунок 42** – Пространственно-временная картина осцилляций напряженности электрического поля E(r, t) излучения на длине волны 3100 нм при распространении в LiF на расстоянии: (а) z = 1.9 мм; (б) z = 2.3 мм. Длительность импульса  $2\tau_0 = 120$  фс, радиус пучка  $r_0 = 30$  мкм, энергия W = 15.5 мкДж. Излучение распространяется справа налево. Положительная напряженность в осцилляциях представлена красным, отрицательная – синим цветом, форма импульса на оси волнового пакета – салатовой линией.

На рисунке 426 представлено распределение напряженности светового поля, характерное для экстремально сжатой и сильно искаженной световой пули среднего инфракрасного диапазона. Из-за сложной формы и малых размеров световой пули, состоящей всего из нескольких осцилляций на несущей частоте и высокочастотных осцилляций электрического поля (рисунок 426), при оценке ее размеров возникает вопрос – что именно считать ее радиусом и длительностью? Общепринятые понятия размеров волнового пакета, основывающиеся на распределении интенсивности, дают точные значения при анализе квазигармонического волнового пакета с малыми искажениями осцилляций несущей волны E(r, t) (рисунок 42а), что неприменимо к световой пуле (рисунок 426). Наиболее приближенное к широко используемому определение параметров сильно искаженного и маленького волнового пакета может быть сформулировано на основе анализа пространственно-временного распределения квадрата напряженности электрического поля  $|E(r, t)|^2$ , пропорционального интенсивности многоциклового волнового пакета и являющегося динамической характеристикой локализации излучения в ядре волнового пакета.

Определим ядро волнового пакета S<sub>c</sub>, как область сильной локализации светового поля, граница которой – это кривая  $L|_z(r, t) = 0$ , на которой квадрат напряженности электрического поля  $|E(r, t, z)|^2_{r,t\in L}$  в е раз ниже пиковой величины max<sub>t</sub>  $|E(r = 0, t, z)|^2$  на рассматриваемом расстоянии z. И, соответственно, квадрат абсолютного значения напряженности электрического поля в ядре удовлетворяет условию:

$$|\mathbf{E}(\mathbf{r}, \mathbf{t}, \mathbf{z})|^2|_{\mathbf{r}, \mathbf{t} \in \mathbf{S}_c} \ge e^{-1} \max_{\mathbf{t}} |\mathbf{E}(\mathbf{r} = 0, \mathbf{t}, \mathbf{z})|^2.$$
(5.1)

Трансформация с расстоянием границы ядра волнового пакета на длине волны 3100 нм при филаментации и образовании световой пули представлена на рисунке 43. На первом этапе распространения рассматриваемый импульс является многоцикловым волновым пакетом гауссового профиля, граница ядра которого представляет собой эллиптическую кривую на плоскости (r, t), что характерно для гауссова волнового пакета. С увеличением длины распространения ядро сжимается и в пространстве, и во времени, оставаясь подобно само себе при согласованной пространственно-временной компрессии ( $z \le 1.6$  мм), что свидетельствует о малых искажениях волнового пакета на этих расстояниях. И качественно видоизменяется, принимая медузоподобную форму, при образовании световой пули (z = 1.9 - 2 мм), вследствие дефокусировки задней части импульса на самонаведенной лазерной плазме. В первую очередь изменения формы ядра появляются на оси пучка, где возникают свободные электроны, создавая рассеивающую линзу для излучения. Постепенное смещение максимума напряженности электрического поля, и, соответственно,

центра области высокой локализации светового поля, к хвосту импульса вызвано уменьшением групповой скорости волнового пакета в условиях керровской нелинейности.



Рисунок 43 – Трансформация границы ядра волнового пакета при пространственно-временной компрессии в LiF в условиях аномальной ДГС и образовании световой пули. Длительность импульса 2τ<sub>0</sub> = 120 фс, радиус пучка r<sub>0</sub> = 30 мкм. Излучение распространяется справа налево.

Одним из способов определения параметров волнового пакета является их измерение по фактическим размерам ядра – локальным размерам. Локальный радиус  $r_{loc}$  представляет собой максимальный пространственный масштаб ядра на расстоянии z, определяемого по (5.1), локальная длительность  $2\tau_{loc}$  оценивается как временной интервал между границами ядра на оси. В качестве примера на рисунке 44 приведена граница ядра световой пули, сформированной в излучении на длине волны 3100 нм на расстоянии z = 2 мм в LiF, указаны ее локальные размеры. Для рассматриваемого излучения на z = 2 мм локальная длительность световой пули составляет  $2\tau_{loc} = 10.6$  фс, локальный радиус –  $r_{loc} = 8.8$  мкм.



**Рисунок 44** – Схематическое изображение принципа измерения локальных размеров волнового пакета на примере ядра световой пули в LiF на расстоянии z = 2 мм. Длительность импульса  $2\tau_0 = 120 \text{ фc}$ , радиус пучка  $r_0 = 30 \text{ мкм}$ . Излучение распространяется справа налево.

Однако локальные параметры, введенные как внешний масштаб ядра волнового пакета, не отражают значительное и неоднозначное перераспределение светового поля при формировании световой пули. Поэтому для определения ее размеров, в большей степени соответствующих возможным экспериментальным измерениям, рассмотрим эффективные параметры, вводимые с весовым множителем, пропорциональным квадрату модуля напряженности электрического поля:

$$r_{eff} = \left(\frac{\int_{S_c} r^2 |E(r,t,z)|^2 dS}{W_c(z)}\right)^{\frac{1}{2}},$$
(5.2)

$$\tau_{\rm eff} = \left(\frac{\int_{\rm S_c} t^2 |E(r,t,z)|^2 dS}{W_{\rm c}(z)}\right)^{\frac{1}{2}},$$
(5.3)

где  $W_c(z) = \int_{S_c} |E(r,t,z)|^2 dS$  – энергия в ядре  $S_c$ .

Следует заметить, что в случае многоциклового гауссова волнового пакета значения локальных радиуса  $r_{loc}$  и длительности  $\tau_{loc}$  совпадают с соответствующими эффективными параметрами, а также с длительностью и радиусом волнового пакета, определяемыми по уровню  $e^{-1}$  (2.9).

Изменение локальных и эффективных параметров волнового пакета и световой пули с расстоянием приведено на рисунке 45. Монотонное уменьшение и радиуса, и длительности на начальном этапе самокомпрессии волнового пакета ( $z \le 1.7$  мм), связанное с согласованной пространственно-временной компрессией, сменяется осциллирующим изменением после формирования световой пули (z > 1.7 мм). Более стремительное уменьшение пространственного размера волнового пакета по сравнению с длительностью на начальном этапе распространения вызвано проявлением эффекта двумерного сжатия пучка при самофокусировке, в отличии от одномерной компрессии импульса во времени.

Формирование световой пули кардинально меняет характер изменения размеров ядра, как локальных, так и эффективных. Во-первых, увеличение пикового значения напряженности светового поля приводит к генерации лазерной плазмы, дефокусировка на которой вызывает увеличение радиуса волнового пакета и дополнительное сокращение длительности, в результате чего на расстояниях, превышающих 1.7 мм, на рисунке 45 наблюдается локальный максимум зависимости от расстояния пространственного параметра световой пули и рост скорости уменьшения временного параметра. Во-вторых, изменение с расстоянием размеров сформированной световой пули не является монотонным. Диапазоны изменения локальных и эффективных значений радиуса и длительности осциллирующей световой пули на рисунке 45 проиллюстрированы тоновыми областями.



Рисунок 45 – Изменение с расстоянием относительной величины локальных и эффективных параметров длительности  $\tau_{loc}/\tau_0$ ,  $\tau_{eff}/\tau_0$  и радиуса  $r_{loc}/r_0$ ,  $r_{eff}/r_0$  при компрессии волнового пакета и образовании световой пули при филаментации фемтосекундного излучения в LiF,  $\lambda_0 = 3100$  нм,  $2\tau_0 = 120$  фс,  $r_0 = 30$  мкм.

Количественное совпадение эффективного и локального размеров на расстоянии  $z \le 1.7$  мм связано с отсутствием значительных изменений формы волнового пакета и сохранением распределения напряженности поля, близкого к гауссовому. Возникающее при z > 1.7 мм отклонение значений локальной длительности от эффективной вызвано сильным перераспределением напряженности светового поля в волновом пакете, которое учитывается при определении эффективных параметров, и не учитывается при определении локальных.

Предложенные методы позволили исследовать влияние несущей длины волны излучения на параметры формирующейся световой пули. Для этого рассмотрена филаментации в LiF волнового пакета, несущая длина волны которого перестраивалась в широком спектральном диапазоне  $\lambda_0 = 1900 \div 3500$  нм. В серии проведенных численных экспериментов начальная длительность волнового пакета составляла  $2\tau_0 = 120$  фс, радиус –  $r_0 = 30$  мкм, превышение пиковой мощности над критической поддерживалось на уровне  $1.4P_{cr}$ . Полученные зависимости локальных и эффективных радиуса и длительности световой пули от несущей длины волны приведены на рисунке 46.

Как можно видеть из рисунка 46а все абсолютные значения параметров световой пули возрастают с несущей длиной волны излучения. При увеличении центральной длины волны  $\lambda_0$  от 1900 до 3500 нм эффективная длительность  $\tau_{eff}$  возрастает от 14 до 21 фс, величина локальной длительности  $\tau_{loc}$  оказывается ниже и изменяется от 10 до 16 фс. Эффективный  $r_{eff}$  и локальный  $r_{loc}$  радиусы совпадают и с увеличением длины волны в указанном диапазоне возрастают от 2.5 до 12 мкм.

При этом установлено, что отношение длительности световой пули к периоду оптических осцилляций  $T_0 = \lambda_0/c_0$  не зависит от несущей длины волны. Волновой пакет при формировании световой пули сжимается во времени менее чем до 2 периодов оптических осцилляций, относительная эффективная длительность  $\tau_{eff}/T_0$  составляет 1.8, локальная –  $\tau_{loc}/T_0 \approx 1.3$  (рисунок 46б). Относительное значение радиуса световой пули увеличивается с несущей длиной волны, что связано с ослаблением доминирующего влияния самофокусировки при образовании световой пули (рисунок 46б).



Рисунок 46 – Усредненные по осцилляциям (а) абсолютные и (б) относительные величины локального и эффективного радиуса, локальной и эффективной длительности световой пули, сформированной в LiF в зависимости от несущей длины волны излучения.

Размеры световой пули, определенные с помощью предложенного метода, находятся в хорошем соответствии с результатами, полученными в []. Таким образом, развитый подход определения параметров оптического излучения на основе анализа пространственновременного распределения напряженности электрического поля обобщает характеристики квазимонохроматических волновых пакетов на экстремально сжатые и сильно искаженные световые пули.

# 5.2 «Дыхание» световой пули

#### 5.2.1 Осцилляции параметров световой пули

Для подробного исследования динамики одноцикловой световой пули при распространении и нелинейно-оптическом взаимодействии с диэлектриком рассматривалась эволюция пространственно-временного распределения напряженности светового поля при филаментации во фторидах лития, кальция и бария волновых пакетов на длинах волн  $\lambda_0 = 2400 \div 5700$  нм, длительностью  $2\tau_0 = 120$  фс, радиусом —  $r_0 = 30$  мкм.

Во всех численных расчетах данного исследования пиковая мощность превышала пороговое значение в 1.5 раза.

На рисунке 47 (верхний ряд) приведены изолинии квадрата напряженности электрического поля на плоскости (r, t) в световой пуле на нескольких расстояниях распространения в среде. Ядро световой пули, содержащее большую часть световой энергии, выделено цветом. Так же, как и на рисунке 43, медузообразная форма ядра связана с сильными искажениями волнового пакета при самокомпрессии и дефокусировке в самоиндуцированной лазерной плазме. Ядро уже сформированной распространяющейся световой пули периодически сжимается и расширяется синхронно в пространстве и во времени (рисунок 47 (верхний ряд)). Вместе с этим периодически меняется с расстоянием пиковая величина квадрата модуля напряженности электрического поля на оси  $|E(r = 0, t, z)|^2_{peak}$  (рисунок 47 (нижний ряд)), достигая максимума при сжатии ядра и уменьшаясь при его расширении.



Рисунок 47 – Осцилляции световой пули при распространении в LiF. Верхний ряд – изолинии квадрата напряженности электрического поля с интервалом  $E_0^2$ . Ядро световой пули выделено цветом, ее граница — пунктирная кривая. Нижний ряд – распределение квадрата модуля напряженности электрического поля на оси  $|E(r = 0, t, z)|^2$ . Представленные распределения соответствуют ближайшим максимальным и минимальным значениям  $\max_t |E(r = 0, t, z)|^2$ : (а, г) z = 1.780 мм; (б, д) z = 1.795 мм; (в, е) z = 1.810 мм. Волновой пакет на длине волны  $\lambda_0 = 3350$  нм, длительностью  $2\tau_0 = 120$  фс, радиусом —  $r_0 = 30$  мкм распространяется справа налево.

Регулярные изменения формы и размеров ядра световой пули свидетельствуют об осцилляциях ее параметров. Все параметры: длительность, радиус, пиковая напряженность электрического поля на оси и энергия, локализованная в ядре, периодически изменяются при распространении световой пули (рисунок 48). Сжатие ядра сопровождается синхронным уменьшением длительности, радиуса и энергии световой пули, но

соответствующим увеличением пиковой напряженности поля. Напротив, с расширением ядра длительность, радиус и энергия световой пули увеличиваются, но пиковая напряженность поля уменьшается. Энергия ядра световой пули W<sub>c</sub> колеблется в противофазе с напряженностью электрического поля, но в фазе с его размерами, которые определяют пространственно-временной объем области сильной локализации светового поля. Средняя энергия, локализованная в ядре световой пули, составляет около 10% от общей энергии волнового пакета W<sub>pulse</sub> (рисунок 48б).



**Рисунок 48** – Изменение с расстоянием параметров световой пули в LiF: (а) локального  $r_{loc}$  и эффективного  $r_{eff}$  радиусов, локальной  $2\tau_{loc}$  и эффективной  $2\tau_{eff}$  длительностей, нормированные на длину волны  $\lambda_0 = 3350$  нм и период  $T_0 = 11$  фс соответственно; (б) квадрата пиковой напряженности электрического поля на оси пучка  $|E_{peak}(r = 0, z)/E_0|^2$  и относительной энергии  $W_c/W_{pulse}$  в ядре световой пули.

При распространении световой пули в LiF все ее параметры колеблются с одинаковым периодом  $\Delta z$ , который не меняется на длине пробега. Любое отклонение периода колебаний какого-либо параметра от значения, усредненного по всем временным, пространственным и энергетическим параметрам световой пули, составляет менее 3%. Анализ картины осцилляции параметров световой пули в зависимости от несущей длины волны показал, что с увеличением  $\lambda_0$  период колебаний  $\Delta z$  монотонно уменьшается (рисунок 49). Аналогичная зависимость получена для световой пули, сформированной и распространяющейся в CaF<sub>2</sub> и BaF<sub>2</sub> (рисунок 49).

Осцилляции параметров световой пули вызывают периодическое изменение E<sub>peak</sub><sup>2</sup>(z), скорости ионизации среды и соответственно эффективности ее нелинейного воздействия на диэлектрик. Этот эффект проявляется, например, в периодическом изменении концентрации свободных носителей заряда в плазменном канале, создаваемом световой пулей при распространении.



**Рисунок 49** – Спектральная зависимость периода осцилляций  $\Delta z$  параметров световой пули, полученная численно (пустые символы), аналитически (5.4) (сплошная линия), экспериментально путем измерения плотности центров окраски в LiF и концентрации электронов в BaF<sub>2</sub> и CaF<sub>2</sub> (закрашенные символы). Экспериментальные погрешности во всех случаях не превышают размера соответствующего символа.

Рисунок 50 иллюстрирует численно рассчитанные распределения концентрации свободных электронов, индуцированных при распространении световой пули в диэлектрике. На рисунке 50а приведен плазменный канал, наведенный в BaF<sub>2</sub> световой пулей на длине волны  $\lambda_0 = 4700$  нм, на рисунке 506 – наведенный в LiF световой пулей на длине волны  $\lambda_0 = 3500$  нм. Как можно видеть из рисунка 50, распределение концентрации свободных электронов в плазменном канале (белая кривая) имеет периодическую структуру, соответствующую осциллирующему изменению пиковой напряженности электронов составляет  $\Delta z = 90$  мкм на рисунке 50а и  $\Delta z = 31$  мкм на рисунке 506, что полностью совпадает со значениями периодов осцилляций параметров световой пули, рассчитанных при тех же условиях и представленных на рисунке 49 пустыми символами.



**Рисунок 50** – Численно рассчитанное пространственное распределение концентрации электронов в (a)  $BaF_2$  на  $\lambda_0 = 4700$  нм, (б) LiF на  $\lambda_0 = 3500$  нм. Белой кривой приведено распределение концентрации электронов на оси.

Строго периодическое изменение параметров ядра одноцикловой световой пули является следствием периодического фазового сдвига между несущей волной и огибающей импульса при распространении световой пули в среде с материальной дисперсией. Согласно п. 1.4, период восстановления косинус-моды и, как следствие, период осцилляций результирующей пиковой амплитуды светового поля в импульсе с симметричной огибающей, содержащей несколько осцилляций гармонической несущей волны, оценивается с помощью (1.7). В терминах групповой V<sub>gr</sub> и фазовой V<sub>ph</sub> скоростей выражение для периода сфазирования несущей волны и огибающей импульса принимает вид [106; 122]:

$$\Delta z(\lambda_0) = \frac{\lambda_0 V_{\rm gr}(\lambda_0) V_{\rm ph}(\lambda_0)}{2c_0 [V_{\rm ph}(\lambda_0) - V_{\rm gr}(\lambda_0)]}.$$
(5.4)

Зависимости периода осцилляций амплитуды электрического поля гауссова одноциклового импульса, вычисленные по аналитической формуле (5.4) для LiF, CaF<sub>2</sub> и BaF<sub>2</sub>, приведены на рисунке 49 сплошными кривыми. Несмотря на существенное отличие световой пули от симметричного гауссового импульса с гармонической несущей, аналитическая зависимость (5.4) хорошо согласуется со значениями периодов осцилляций световой пули, полученными из численного моделирования (рисунок 49). Таким образом, для оценки периода осцилляций световой пули со сложной структурой пространственновременного распределения светового поля и широким частотно-угловым спектром применимо выражение, записанное для симметричного одноциклового импульса.

Экспериментально влияние осцилляций параметров световой пули, вызванных сдвигом несущей волны относительно огибающей импульса, на нелинейное взаимодействие с диэлектриком исследовано по изменению плотности индуцированных центров окраски вдоль филамента в LiF и по изменению сигнала люминесценции лазерной плазмы в CaF<sub>2</sub> и BaF<sub>2</sub>. Во всех рассмотренных случаях нелинейное взаимодействие осциллирующей световой пули с диэлектриком приводило к модуляции плотности распределения дефектов, наведенных световой пулей на длине ее пробега.

Все экспериментальные исследования осцилляций световой пули проведены в режиме одноимпульсной экспозиции, что позволило избежать ошибок регистрации, вызванных изменением параметров лазерного импульса от выстрела к выстрелу, в том числе флуктуаций абсолютной фазы излучения на выходе лазерной системы. Параметры излучения, используемого в серии экспериментов, полностью соответствовали параметрам, рассматриваемым в численном моделировании. Волновой пакет длительностью  $2\tau_0 = 130$  фс на длине волны из диапазона  $\lambda_0 = 2500 \div 5700$  нм фокусировался сферическим серебряным зеркалом на входную грань образца. Энергия импульса составляла порядка 30 мкДж, что превышало пороговую мощность образования световой пули в несколько раз.

Для анализа пространственного распределения дефектов, наведенных световой пулей в LiF, согласно принципам метода лазерной колорации (раздел 3.4), с помощью оптического микроскопа и CCD камеры регистрировался сигнал люминесценции трека из

долгоживущих центров окраски при облучении образца непрерывным лазерным излучением на длине волны 445 нм (соответствует полосе поглощения дефектов). Примеры пространственного распределения плотности центров окраски, зарегистрированного в LiF, приведены на рисунке 51а для длины волны  $\lambda_0 = 2790$  нм и на рисунке 516 для  $\lambda_0 = 4000$  нм.



**Рисунок 51** – Экспериментально зарегистрированное пространственное распределение плотности центров окраски в LiF (a)  $\lambda_0 = 2790$  нм, (б)  $\lambda_0 = 4000$  нм, концентрации свободных электронов в CaF<sub>2</sub> (в)  $\lambda_0 = 3600$  нм, (б)  $\lambda_0 = 4600$  нм. Профили плотности центров окраски и концентрации электронов на оси приведены белыми линиями.

Структура плазменных каналов, наведенных световой пулей в CaF<sub>2</sub> и BaF<sub>2</sub>, регистрировалась CCD камерой в режиме реального времени по сигналу самолюминесценции плазмы при непосредственном воздействии световой пули на диэлектрик. Характерные пространственные распределения концентрации электронов в плазменном канале, индуцируемом световой пулей в CaF<sub>2</sub> приведены на рисунке 51в для длины волны  $\lambda_0 = 3600$  нм и на рисунке 51г для  $\lambda_0 = 4600$  нм.

На приведенных в качестве примера изображениях треков из центров окраски в LiF, и плазменных каналов в CaF<sub>2</sub> отчетливо видна периодическая модуляция интенсивности регистрируемого сигнала (рисунок 51). Поскольку появление дефектов в диэлектрике является результатом многофотонного процесса (ионизация, генерация электрон-дырочных пар, генерация экситонов), их плотность в диэлектрике определяется непосредственно световым полем волнового пакета в данной точке. В связи с этим периодическое изменение интенсивности сигнала, излучаемого наведенным световой пулей треком, подтверждает существование регулярных осцилляций параметров световой пули, вызванных сдвигом несущей волны относительно огибающей импульса.

Экспериментально измеренная зависимость периода осцилляций Δz трека световой пули от несущей длины волны находится в хорошем соответствии с численными и аналитическими расчетами (рисунок 49). Результаты проведенных экспериментов

показали, что нелинейно оптическое взаимодействие световой пули с диэлектриком определяется не только временными, но и пространственными и энергетическими параметрами, которые осциллируют при ее распространении.

# 5.2.2 Осцилляции световой пули в излучении, сфокусированном аксиконом

Изменение параметров световой пули, сформированной в излучении с бессельпространственным профилем, аналогично поведению гауссовым световой пули, сформированной в волновом пакете с гауссовым распределением интенсивности в поперечном сечении. На рисунке 52 приведены численно рассчитанные пространственновременные распределения напряженности светового поля световой пуле, в сформированной при филаментации фемтосекундного волнового пакета на длине волны 3500 нм, сфокусированного тонким аксиконом с углом  $\alpha = 5^{\circ}$  в образец LiF. Анализ трансформации пространственно-временного распределения напряженности светового поля показал, что при распространении световой пули, сформированной в бессельгауссовом пучке, размеры ее ядра, энергия и пиковая напряженность светового поля осциллируют с постоянным периодом, который может быть определен по формуле (5.4), записанной для симметричного одноциклового импульса.

Таким образом установлено, что при распространении световой пули в среде с материальной дисперсией все ее пространственные, временные и энергетические параметры синхронно осциллируют. При этом для оценки периода осцилляций параметров световой пули со сложной пространственно-временной формой и широким частотноугловым спектром применима простая оценка (5.4), записанная для симметричного импульса с гармонической несущей волной, распространяющегося в линейной диспергирующей среде. Учет осцилляций параметров световой пули может оказаться существенным при количественном анализе ее нелинейного воздействия на среду.



**Рисунок 52** – Пространственно-временные распределения напряженности светового поля световой пули в фемтосекундном волновом пакете на длине волны 3500 нм, сфокусированном аксиконом в LiF, на расстоянии (a) z = 2.151 мм, (б) z = 2.165 мм, (в) z = 2.179 мм. Излучение распространяется справа – налево. Черная кривая – граница ядра.

#### 5.2.3 Влияние материальной дисперсии на осцилляции параметров световой пули

Согласно (5.4) период осцилляций  $\Delta z$  определяется, в первую очередь, разностью фазовой и групповой скоростей волнового пакета, возрастая с ее уменьшением. На рисунке 53а представлена зависимость характерных скоростей импульса от несущей длины волны в спектральном диапазоне, перекрывающем области нормальной, нулевой и аномальной ДГС фторидов лития, кальция и бария. Из рисунка 53а следует, что для всех рассмотренных диэлектриков кривые фазовой и групповой скоростей наиболее близки друг к другу в области нулевой дисперсии групповой скорости, где параметр дисперсии k<sub>2</sub> стремится к нулю, удаляясь друг от друга при переходе в области нормальной и аномальной ДГС. Длины волн нулевой дисперсии групповой скорости ( $k_2 = 0$ ) фторидов указаны на рисунке 53а вертикальными рисками: в LiF  $\lambda(k_2=0) = 1200$  нм, в CaF<sub>2</sub> — 1500 нм, в ВаF<sub>2</sub> — 1900 нм. На рисунке 536 приведены спектральные зависимости периода осцилляций  $\Delta z$  максимума модуля напряженности электрического поля  $|\mathbf{E}_{\max}|$ , рассчитанные по (5.4) для одноциклового импульса. Полученные зависимости достигают максимальных значений на длинах волн нулевой ДГС во всех рассмотренных диэлектриках, уменьшаясь с увеличением отстройки по длине волны. Наименьшее отличие между групповой и фазовой скоростью волнового пакета наблюдается во фториде бария (рисунок 53a), в результате чего период осцилляций  $\Delta z$  значительно больше, чем во фторидах лития и кальция (рисунок 49 и рисунок 53б).



**Рисунок 53** – Спектральные зависимости (а) фазовой  $V_{ph}$  (сплошные кривые) и групповой  $V_{gr}$  (штриховые) скоростей в LiF (черный), CaF<sub>2</sub> (красный) и BaF<sub>2</sub> (синий) и (б) периода осцилляций  $\Delta z$  максимума модуля напряженности электрического поля  $|E|_{peak}$  в гауссовом импульсе, определяемого по (5.4) (сплошные кривые) и полученного из численного моделирования (символы).

При этом спектральные зависимости периода осцилляций пикового значения напряженности электрического поля, рассчитанные аналитически по (5.4) с использованием табличных значений групповой и фазовой скоростей, близки к

результатам, полученным численно при моделировании распространения модельного гауссового пакета (5.5) обладающей волнового в среде, материальной дисперсией (рисунок 53б). Рассматривались одноцикловые волновые пакеты  $(\tau_0 = T_0 = \lambda_0/c_0)$  радиусом несколько длин волн ( $r_0 \approx 10\lambda_0$ ), несущая длина волны которых перестраивалась в широком диапазоне, охватывающем нормальную, нулевую и аномальную ДГС. Пространственно-временное распределение напряженности модельного волнового пакета задавалось в виде:

$$E(r, t, z = 0) = E_0 \exp\left(-\frac{r^2}{2r_0^2} - \frac{t^2}{2\tau_0^2}\right) \cos\left(\frac{2\pi c_0}{\lambda_0}t\right).$$
 (5.5)

Помимо этого, как показано в п. 5.2.1, аналитическая оценка (5.4) с табличными значениями  $V_{gr}(\lambda_0)$ ,  $V_{ph}(\lambda_0)$  близка к значениям периода осцилляций параметров сильно искаженной световой пули с широким спектром, полученным численно и экспериментально (рисунок 49). Тем не менее, совпадение является неполным, отклонение экспериментально зарегистрированных значений  $\Delta z$  от рассчитанных аналитически достигает 10% для рассматриваемых диэлектриков (рисунок 54).

Несоответствие между экспериментальными и аналитическими значениями  $\Delta z$  может быть вызвано неучтенным в (5.4) нелинейным изменением групповой и фазовой скоростей импульса при его распространении в диэлектрике. Согласно результатам численного моделирования относительное уменьшение фазовой  $\delta V_{ph}/V_{ph}$ , и групповой  $\delta V_{gr}/V_{gr}$  скоростей волнового пакета в LiF и CaF<sub>2</sub> мало – не превышает 0.4% в рассматриваемом диапазоне длин волн. Тем не менее, этого оказывается достаточно для значительного изменения периода осцилляций:

$$\frac{\delta(\Delta z)}{\Delta z} = C(\lambda_0) \left[ \frac{\delta V_{\rm gr}}{V_{\rm gr}} + \frac{\delta V_{\rm ph}}{V_{\rm ph}} \right].$$
(5.6)

Функция чувствительности C( $\lambda_0$ ), учитывающая влияние  $\delta V_{ph}/V_{ph}$  и  $\delta V_{gr}/V_{gr}$  на  $\delta(\Delta z)/\Delta z$ , в диапазоне длин волн  $\lambda_0 = 2000 \div 5000$  нм принимает значения в интервале от 20 до 200 для рассматриваемых материалов. Из анализа выражения (5.6) следует, что даже незначительные изменения групповой и фазовой скоростей волнового пакета оказывают существенное влияние на значение периода осцилляций  $\Delta z$ .

Учет вычисленных на основе результатов численного моделирования отклонения скоростей волнового пакета от табличных значений, позволил скорректировать спектральную зависимость периода осцилляций, полученную аналитически по (5.4), в результате чего она приблизилась к экспериментально измеренной, как качественно, так и количественно (рисунок 54).



Рисунок 54 - Спектральная зависимость периода осцилляций  $\Delta z(\lambda)$  модуля напряженности электрического поля световой пули (а) в LiF, (б) CaF<sub>2</sub>, полученные экспериментально  $\Delta z(\lambda)$  (закрашенные символы), аналитически  $\Delta z(\lambda)$  по (5.4) с табличными значениями  $V_{gr}(\lambda_0)$  и  $V_{ph}(\lambda_0)$  (сплошная кривая) и аналитически по (5.4) с учетом нелинейного изменения групповой  $\delta V_{gr}/V_{gr}$  и фазовой  $\delta V_{ph}/V_{ph}$  скоростей световой пули (пустые символы, соединенные кривой).

### 5.2.4 Влияние длительности импульса на осцилляции параметров световой пули

Как отмечено в п. 1.4, максимальная амплитуда напряженности электрического поля импульса в синус-моде ниже соответствующей характеристики импульса в косинус-моде в  $\exp(-T_0^2/32\tau_e^2)$  раз. При этом соотношение между максимальными амплитудами напряженности светового поля в косинус- и синус-модах в первую очередь определяется длительностью  $\tau_e$ .

Определим понятие глубины модуляции некоторой осциллирующей величины, как разность ближайших локальных максимума и минимума ее профиля, отнесенная к их сумме. Вводимая таким образом глубина модуляции квадрата пиковой напряженности электрического поля световой пули:

$$G_E = \frac{[E_{peak}^2]^{max} - [E_{peak}^2]^{min}}{[E_{peak}^2]^{max} + [E_{peak}^2]^{min}}$$
(5.7)

характеризует изменение пиковой амплитуды результирующей волны при смене косинуси синус-мод в процессе ее распространения. В (5.7)  $[E_{peak}^2]^{max}$  – значение в локальном максимуме профиля  $E_{peak}^2(z)$ , соответствующее косинус-моде,  $[E_{peak}^2]^{min}$  – значение в локальном минимуме профиля  $E_{peak}^2(z)$ , соответствующее синус-моде.

Зависимость глубины модуляции  $G_E^{Gauss}$  от количества периодов оптических колебаний, укладывающихся под огибающей гауссова импульса,  $\tau_e/T_0$ , рассчитанное по (5.7) представлено на рисунке 55а сплошной кривой. Данная зависимость справедлива для импульса на любой длине волны и определяется только отношением его длительности к периоду осцилляций, стремясь к нулю при  $\tau_e > T_0$ . С этим эффектом связано слабое

влияния сдвига абсолютной фазы на динамику многоциклового импульса, резко усиливающееся при его сокращении до одного цикла.



**Рисунок 55** – (а) – Зависимость глубины модуляции G<sub>E</sub> квадрата пиковой напряженности электрического поля гауссового импульса, вычисленная по (5.7) (сплошная кривая) и численно рассчитанных световых пуль (символы) на различных длинах волн в LiF от количества периодов поля T<sub>0</sub> под огибающей с длительностью те. (б) – Зависимость глубины модуляции G<sub>N</sub> концентрации электронов в плазменном канале от  $\tau_e/T_0$ . Сплошные кривые – аналитическая оценка (5.8) для модельного гауссова импульса в LiF ( $\lambda_0 = 3350$  нм) (черная кривая) и SiO<sub>2</sub> ( $\lambda_0 = 2600$  нм) (сиреневая кривая), символы – результаты численного моделирования плазменных каналов световых пуль в LiF и SiO<sub>2</sub>. Приведены результаты моделирования в LiF на длинах волн 3100 нм (синие треугольники), 3350 нм (зеленые квадраты), 4000 нм (красные круги) и в SiO2 на длине волны 2600 нм (сиреневые пустые круги).

Поскольку, как показано в предыдущих разделах, структура трека, наводимого в диэлектрике импульсом, полностью определяется распределением светового поля в нем, глубина модуляции профиля концентрации свободных электронов в плазменном канале также напрямую зависит от длительности распространяющегося волнового пакета. Зависимости глубины модуляции концентрации электронов  $G_N^{Gauss}$  от относительной длительности  $\tau_c/T_0$  гауссова импульса (уравнение (5.8)), вызывающего их появление, изображены на рисунке 556 сплошными кривыми. Представленные зависимости получены с помощью выражения (5.8) при анализе аналитически рассчитанного по (2.5) профиля концентрации свободных электронов в плазменном канале, наведенном гауссовым импульсом на длине волны  $\lambda_0 = 3350$  нм в LiF и на  $\lambda_0 = 2600$  нм в SiO<sub>2</sub>. Амплитуда рассматриваемого гауссова импульса  $E_0$  соответствовала интенсивности, характерной для экстремально сжатой световой пули  $I_0 = 5 \cdot 10^{14}$  Bt/см<sup>2</sup>.

$$G_N = \frac{[N_e^2]^{max} - [N_e^2]^{min}}{[N_e^2]^{max} + [N_e^2]^{min}}$$
(5.8)

Аналогично зависимости  $G_E^{Gauss}(\tau_e/T_0)$ , представленной на рисунке 55а,  $G_N^{Gauss}$  мало при  $\tau_e > T_0$  и резко возрастает при сокращении длительности импульса относительно периода осцилляций светового поля ( $\tau_e < T_0$ ) и достигает 90% при  $\tau_e/T_0 = 0.25$ . Полученные для обоих рассматриваемых диэлектриков зависимости  $G_N^{Gauss}(\tau_e/T_0)$  практически не зависят от несущей длины волны в исследуемом диапазоне длин волн – от 2500 до 4000 нм.

Символами на рисунке 55 представлены значения G<sub>E</sub><sup>LB</sup> и G<sub>N</sub><sup>LB</sup>, полученные при численном моделировании формирования и распространения световой пули. В приближении однонаправленного распространения импульсного излучения рассматривалась филаментация в LiF и SiO<sub>2</sub> фемтосекундных волновых пакетов на длинах волн 2600, 3100, 3350 и 4000 нм. В качестве длительности световой пули те для представления зависимостей  $G_E^{LB}(\tau_e/T_o)$  и  $G_N^{LB}(\tau_e/T_o)$  использовалось локальное значение тюс. Пример численно рассчитанного пространственного распределения концентрации электронов в плазменном канале, сгенерированном в LiF световой пулей на длине волны 3350 нм, представлен на рисунке 56а. Изменение с расстоянием глубины модуляции профиля концентрации свободных электронов на оси G<sub>N</sub><sup>LB</sup>(z), вычисленной аналогично (5.8), приведено на рисунке 566 черной кривой с круглыми символами, локальной длительности – синей кривой с квадратными символами.



**Рисунок 56** – (а) – Численно рассчитанное пространственное распределение концентрации свободных электронов  $N_e(x, z)$  в LiF при распространении световой пули на длине волны 3350 нм. Голубая кривая – профиль концентрации электронов на оси плазменного канала  $N_e(x = 0, z)$ . (б) – Изменение с расстоянием глубины модуляции  $G_N^{LB}(z)$  профиля концентрации свободных электронов (круглые символы), локальной длительности световой пули  $\tau_e(z)$ , рассчитанной по профилю светового поля (квадратные символы).

Можно видеть, что несмотря на сильное отличие искаженной световой пули с широким частотно-угловым спектром от симметричного узкополосного гауссова импульса

рассчитанные численно зависимости глубины модуляции квадрата напряженности электрического поля  $G_E^{LB}$  в световой пуле (рисунок 55а) и концентрации электронов  $G_N^{LB}$  в наведенном ей плазменном канале (рисунок 55б) от относительной длительности распространяющегося импульса  $\tau_e/T_0$  и качественно и количественно совпадают с соответствующими зависимостями, рассчитанными аналитически для гауссова импульса. Данное утверждение справедливо для излучения на всех длинах волн из рассматриваемого диапазона.

Таким образом показано, что глубина модуляции, как параметров распространяющейся в диспергирующей среде световой пули, так и концентрации наведенных в диэлектрике дефектов, однозначно зависит от длительности пули, принимая малые значения в случае многоциклового импульса и резко возрастая при сокращении его длительности ниже периода осцилляций светового поля.

# 5.2.5 Влияние эллиптичности поляризации излучения на осцилляции параметров световой пули

Все приведенные выше результаты получены при исследовании формирования световых пуль в излучении линейно поляризованного света. В [Makarov Opt. Commun] численно показано, что при распространении в среде с кубической нелинейностью ультракороткого импульса эллиптической поляризации сдвиг несущей волны относительно огибающей волнового пакета точно так же вызывает периодические осцилляции электрического поля. Для исследования влияния эллиптичности поляризации излучения на динамику одноцикловой световой пули, а также на эффективность ее нелинейнооптического взаимодействия с диэлектриком численно и экспериментально рассмотрена филаментация фемтосекундного импульса с произвольной начальной эллиптичностью поляризации в объеме LiF.

Численное моделирование формирования и распространения световых пуль в излучении с произвольной начальной эллиптичностью поляризации проведено решением уравнения однонаправленного распространения импульсного излучения, записанного в векторном виде. Рассматривалась филаментация волновых пакетов длительностью  $2\tau_e = 130$  фс на длине волны  $\lambda_0 = 3500$  нм с различной начальной степенью эллиптичности поляризации  $\varepsilon = E_x/E_y$  где  $E_x$ ,  $E_y$  – ортогональные компоненты напряженности светового поля, фаза которых сдвинута на  $\pi/2$ . В серии проведенных численных расчетов эллиптичность поляризации излучения изменялась от линейной ( $\varepsilon = 0$ ) до круговой ( $\varepsilon = 1$ ). В левом столбце рисунка 57 приведены проинтегрированные по поперечной координате распределения концентрации свободных электронов N<sub>e</sub>(x, z) и соответствующие осевые

профили N<sub>e</sub>(x = 0, z) вдоль плазменных каналов, наведенных в LiF световыми пулями с  $\varepsilon = 0, 0.5, 0.75, 0.85, 1$  (сверху вниз). Как распределение плотности свободных электронов, так и профиль величины  $E_{max}^2 = max_t(E_x^2+E_y^2)$ , рассчитанной на оси пучка (розовая кривая на рисунке 57), промодулированы с постоянным периодом вдоль направления распространения излучения в случае линейно ( $\varepsilon = 0$ ) и эллиптически поляризованной световой пули ( $\varepsilon = 0.5, 0.75, 0.85$ ). Период наблюдаемой модуляции  $\Delta z$  не зависит от степени эллиптичности и составляет 27 мкм, что отлично совпадает с результатами, приведенными на рисунке 49. При круговой поляризации ( $\varepsilon = 1$ ) модуляция плазменного канала исчезает.



**Рисунок 57** – (Слева) Полученные численно нормированные распределения плотности свободных электронов, их осевая концентрация  $N_e(x = 0, z)$  (голубые кривые), и максимальное значение на оси филамента квадрата модуля вектора напряженности электрического поля  $E_{max}^2(z)$  световой пули (розовые кривые) на длине волны  $\lambda_0 = 3500$  нм при изменении начальной поляризации волнового пакета от линейной ( $\epsilon = 0$ ) до циркулярной ( $\epsilon = 1$ ); (Справа) Экспериментально зарегистрированное пространственное распределение плотности центров окраски и соответствующие осевые профили интенсивности люминесценции треков I<sub>lum</sub>(x = 0, z) в LiF.

Для проверки полученных результатов проведено экспериментальное исследование формирования во фториде лития световой пули в излучении различной начальной эллиптичности поляризации. Параметры используемого лазерного излучения полностью соответствовали рассмотренным в численном моделировании. Изменение эллиптичности поляризации є осуществлялось поворотом четвертьволновой пластинки Altechna2-IRPW-ZO-L/4-3500-C, через которую проходило линейно поляризованное лазерное излучение. Угол поворота пластинки  $\chi$  однозначно связан со степенью

эллиптичности є соотношением  $\varepsilon = tg(\chi)$ . В правом столбце рисунка 57 приведены пространственные распределения плотности центров окраски, зарегистрированные методом лазерной колорации, и соответствующие им осевые профили (голубая кривая).

Распределения центров окраски, полученные экспериментально, находятся в хорошем соответствии с численно рассчитанными распределениями свободных электронов, несмотря на отличие механизма фотоионизации среды от механизма формирования долгоживущих центров окраски. Сигнал люминесценции наведенных световой пулей треков периодически осциллирует с  $\Delta z = 27$  мкм в случае линейной и эллиптической поляризации и является сглаженным при круговой поляризации ( $\varepsilon = 1$ ).

Из анализа распределений, приведенных на рисунке 57, следует, что глубина модуляции и концентрации свободных электронов, и пиковой величины квадрата напряженности электрического поля световой пули, и интенсивности сигнала люминесценции центров окраски уменьшается при переходе от линейной поляризации к круговой. На рисунке 58 приведена зависимость глубины модуляции профилей  $|E_{max}(r=0)|^2$ ,  $N_e(x=0)$  и  $I_{lum}(x=0)$  от начальной степени эллиптичности поляризации волнового пакета, распространяющегося во фториде лития. Для всех рассматриваемых величин глубина модуляции достигает своего максимального значения в случае линейной поляризации и монотонно уменьшается до нуля при переходе к круговой. Таким образом, при формировании в LiF световой пули в излучении с круговой поляризацией пиковая напряженность электрического поля в ней не осциллирует, что приводит к сглаженной структуре наведенного ей трека.



Рисунок 58 – Зависимость глубины модуляции экспериментально измеренного профиля люминесценции центров окраски G<sub>I</sub> (красная кривая), расчетного профиля плотности свободных электронов G<sub>N</sub> (черная кривая) и профиля пикового значения квадрата модуля вектора напряжённости световой пули G<sub>E</sub> (синяя кривая) от начальной эллиптичности поляризации при распространении в LiF световой пули на длине волны  $\lambda_0 = 3500$  нм.

Причиной отсутствия модуляции параметров световой пули, сформированной в излучении с круговой начальной поляризацией и распространяющейся в изотропной среде, является совпадение максимума осцилляций несущей с максимумом огибающей световой пули на всей длине ее распространения (рисунок 59). В этом случае вне зависимости от соотношения групповой и фазовой скоростей волнового пакета смена косинус- и синус-мод волны не происходит, поскольку вращение результирующего вектора напряженности светового поля относительно оси распространения полностью скоординировано с огибающей импульса. Амплитуда  $E_{peak}^2(z)$  при этом остается неизменной.



**Рисунок 59** – Вектор напряженности электрического поля на оси одноциклового волнового пакета в случае круговой поляризации при  $z = z_0$  (синяя кривая) и  $z = z_0 + \Delta z$  (зеленая кривая),  $\Delta z$ соответствует сдвигу фазы несущей частоты на  $\Delta \phi = 3\pi/4$ . Красной полупрозрачной поверхностью обозначена огибающая импульса в пространстве, красными кривыми – ее проекции на плоскости ( $E_x$ , t) и ( $E_y$ , t). Черными отрезками на плоскости ( $E_x$ ,  $E_y$ ) показана величина модуля максимального вектора напряженности  $E_{max}$  в световой пуле, которая определяет максимум огибающей и не осциллирует при ее распространении

То есть при распространении в изотропной диспергирующей среде одноцикловой световой пули отстройка групповой скорости от фазовой влияет на ее динамику при линейной и эллиптической начальной поляризации и никак не сказывается в случае круговой поляризации.

#### Выводы по главе

Исследована динамика сформированного при филаментации в условиях аномальной дисперсии групповой скорости экстремально сжатого высокоинтенсивного волнового

пакета среднего инфракрасного диапазона в процессе его нелинейно-оптического взаимодействия с прозрачным диэлектриком.

Параметры экстремально сжатого волнового пакета, определяемые по распределению напряженности электрического поля, являются характеристиками, не зависящими ни от пространственно-временных, ни от спектральных искажений. Радиус световой пули монотонно увеличивается с несущей длиной волны  $\lambda_0$ , и при ее изменении от 1900 до 3500 нм для световой пули, сформированной в LiF, составляет  $1.2 \div 3.3\lambda_0$ . Длительность сформировавшейся и распространяющейся световой пули меньше двух периодов оптических осцилляций T<sub>0</sub> и не зависит от длины волны излучения.

При распространении одноцикловой световой пули в диспергирующей среде все ее пространственно-временные и энергетические характеристики осциллируют с одинаковым периодом  $\Delta z$ , который не меняется на промежутке существования световой пули и монотонно уменьшается с ростом несущей длины волны  $\lambda_0$ . Значение периода осцилляций сильно искаженной одноцикловой световой пули со сверхшироким спектром подчиняется с точностью до 10% единой аналитической зависимости от несущей длины волны излучения, записанной для симметричного гауссового импульса с гармонической несущей в линейной диспергирующей среде. Нелинейное отклонение фазовой и групповой скоростей световой пули от табличных значений, составляющее не более 0.4%, сильно влияет на период осцилляций ее параметров, величина которого изменяется на 5-10%.

Осцилляции параметров световой пули приводят к периодической модуляции эффективности ее нелинейно-оптического взаимодействия со средой. Глубина модуляции размеров и пиковой амплитуды напряженности электрического поля световой пули и соответственно степень ее воздействия на диэлектрик однозначно зависят от длительности волнового пакета. Амплитуда осцилляций параметров многоциклового волнового пакета пренебрежимо мала и резко возрастает до 30% при его самосжатии до одноциклового. Помимо этого, глубина модуляции пиковой амплитуды напряженности электрического поля световой пули определяется степенью эллиптичности поляризации излучения при филаментации в условиях аномальной дисперсии групповой скорости, уменьшаясь при переходе от линейной поляризации к круговой.

#### Заключение

В диссертационной работе исследованы особенности формирования и динамики экстремально сжатых высокоинтенсивных волновых пакетов – световых пуль, образующихся при филаментации фемтосекундного излучения среднего инфракрасного диапазона в условиях аномальной дисперсии групповой скорости в объеме прозрачной диэлектрической среды.

Установлено, что отношение дифракционной длины волнового пакета к его дисперсионной длине  $L_{dif}/L_{disp}$  является параметром подобия, определяющим процесс образования филамента и возникновения световой пули при нелинейно-оптическом взаимодействии мощного фемтосекундного лазерного излучения среднего инфракрасного диапазона с прозрачными диэлектриками в условиях аномальной дисперсии групповой скорости. Показано, что относительная пороговая мощность  $P_{th}/P_{cr}$  образования световой пули при филаментации волнового пакета в условиях аномальной дисперсии групповой скорости определяется параметром подобия  $L_{dif}/L_{disp}$  и не зависит от параметров излучения и среды. Пороговая мощность  $P_{th}/P_{cr}$  слабо меняется в области, где  $L_{dif}/L_{disp} \approx 1$  и  $L_{dif}/L_{disp} \ll 1$ , и монотонно возрастает с увеличением параметра  $L_{dif}/L_{disp}$ .

Для гауссова пучка фемтосекундного излучения, сфокусированного аксиконом, продемонстрированы различные режимы филаментации и образования световых пуль в зависимости от соотношения длин самофокусировки  $L_{marb}$  и формирования бессельгауссова распределения интенсивности  $L_{bess}$ . При филаментации излучения с бессельгауссовым пространственным профилем в волновом пакете возникают кольцевые дислокации фазы со скачком фазы равным  $2\pi$ , принципиально отсутствующие в излучении с гауссовым пространственным распределением интенсивности. Особые точки формируются парами противоположных знаков вблизи минимумов напряженности светового поля, перемещаются по фронту (r, t) и исчезают.

Длина пробега сформировавшейся световой пули остается неизменной при варьировании начальной энергии волнового пакета и одинакова для гауссова и бессельгауссова пучков, что свидетельствует об ее устойчивости.

Формирование изолированного антистоксова крыла в спектре волнового пакета непосредственно связано с формированием экстремально сжатого волнового пакета при филаментации в условиях аномальной дисперсии групповой скорости. Длина волны коротковолновой отсечки спектра стремительно уменьшается в интервале распространения, где наблюдается резкое возрастание интенсивности волнового пакета и образуется световая пуля с большим градиентом интенсивности на хвосте.

Положение изолированного антистоксова крыла в спектре волнового пакета при филаментации в условиях аномальной дисперсии групповой скорости зависит от крутизны его заднего фронта. Увеличение энергии волнового пакета при филаментации в условиях  $L_{dif}/L_{disp} \ll 1$  приводит к дополнительному укручению заднего фронта световой пули, что вызывает уменьшение длины волны максимума антистоксова крыла. При формировании в условиях  $L_{dif}/L_{disp} \ge 1$  устойчивой световой пули, крутизна фронтов которой не зависит от энергии, варьирование энергии излучения не приводит к сдвигу антистоксова крыла.

Положение антистоксова крыла в спектре световой пули определяется порядком многофотонности процесса генерации лазерной плазмы и не зависит от параметра подобия  $L_{dif}/L_{disp}$ . Длина волны максимума антистоксова крыла в спектре световой пули уменьшается, а предельный угол конической эмиссии увеличивается при увеличении порядка многофотонности процесса генерации лазерной плазмы

Возможность формирования последовательности из нескольких световых пуль определяется параметром дисперсии групповой скорости k<sub>2</sub>, энергией волнового пакета и не зависит от параметра подобия L<sub>dif</sub>/L<sub>disp</sub>. Образование в филаменте последовательности световых пуль приводит к осцилляциям интенсивности компонент антистоксова крыла спектра, возникающим как результат интерференции широкополосного излучения от нескольких последовательно сформированных источников суперконтинуума. В логарифмическом масштабе период модуляции антистоксова крыла линейно зависит от длины волны спектральной компоненты, уменьшаясь при сдвиге в область меньших длин волн.

Параметры экстремально сжатого волнового пакета, определяемые по распределению напряженности электрического поля, являются характеристиками, не зависящими ни от пространственно-временных, ни от спектральных искажений. Радиус световой пули монотонно увеличивается с несущей длиной волны  $\lambda_0$ , и при ее изменении от 1900 до 3500 нм для световой пули, сформированной в LiF, составляет 1.2 ÷ 3.3 $\lambda_0$ . Длительность сформировавшейся и распространяющейся световой пули меньше двух периодов оптических осцилляций T<sub>0</sub> и не зависит от длины волны излучения.

При распространении одноцикловой световой пули в диспергирующей среде все ее пространственно-временные и энергетические характеристики осциллируют с одинаковым периодом  $\Delta z$ , который не меняется на промежутке существования световой пули и монотонно уменьшается с ростом несущей длины волны  $\lambda_0$ . Значение периода осцилляций сильно искаженной одноцикловой световой пули со сверхшироким спектром подчиняется с точностью до 10% единой аналитической зависимости от несущей длины волны излучения, записанной для симметричного гауссового импульса с гармонической несущей

в линейной диспергирующей среде. Нелинейное отклонение фазовой и групповой скоростей световой пули от табличных значений, составляющее не более 0.4%, сильно влияет на период осцилляций ее параметров, величина которого изменяется на 5-10%.

Осцилляции параметров световой пули приводят к периодической модуляции эффективности ее нелинейно-оптического взаимодействия со средой. Глубина модуляции размеров и пиковой амплитуды напряженности электрического поля световой пули и соответственно степень ее воздействия на диэлектрик однозначно зависят от длительности волнового пакета. Амплитуда осцилляций параметров многоциклового волнового пакета пренебрежимо мала и резко возрастает до 30% при его самосжатии до одноциклового. Помимо этого, глубина модуляции пиковой амплитуды напряженности электрического поля световой пули определяется степенью эллиптичности поляризации излучения при филаментации в условиях аномальной дисперсии групповой скорости, уменьшаясь при переходе от линейной поляризации к круговой.

#### Благодарности

Выражаю глубокую благодарность профессору Валерию Петровичу Кандидову за неоценимый опыт, переданный за время совместной работы, постановку интересных научных задач, внимательное отношение к моей исследовательской работе и поддержку на всех этапах ее выполнения.

Благодарю Александра Евгеньевича Дормидонова за постоянную помощь в проведении исследований, регулярные конструктивные обсуждения полученных результатов и ценные замечания в процессе совместной работы.

Выражаю особую благодарность сотрудникам Центра коллективного пользования Института спектроскопии РАН профессору Сергею Васильевичу Чекалину и ведущему научному сотруднику Виктору Олеговичу Компанцу за плодотворное сотрудничество в исследованиях световых пуль и интересные обсуждения научных результатов.

Благодарю весь коллектив лаборатории «Вычислительного эксперимента в оптике» кафедры общей физики и волновых процессов физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова за рабочую доброжелательную атмосферу и полезные обсуждения научных вопросов. Также выражаю благодарность сотрудникам научно-исследовательского отдела разработки лазеров, лазерно-оптических систем и изделий микроэлектроники Всероссийского научно-исследовательского института автоматики имени Н.Л. Духова за отзывчивость и захватывающие дискуссии.

Благодарю свою семью и друзей, поддержка которых внесла неоценимый вклад в создание диссертационной работы.
## Список использованных источников

1. Kandidov V.P., Fedorov V.Y., Tverskoi O.V., Kosareva O.G., Chin S.L. *Quantum Electronics*, **41**, 382-386, (2011).

2. Smetanina E.O., Kadan V.M., Blonskyi I.V., Kandidov V.P. *Applied Physics B*, **116**, 755-762, (2014).

3. Кандидов В.П., Шленов С.А., Косарева О.Г. *Квантовая электроника*, **39**, 205-228, (2009).

4. Chin S.L., Hosseini S.A., Liu W., Luo Q., Théberge F., Aközbek N., Becker A., Kandidov V.P., Kosareva O.G., Schroeder H. *Canadian Journal of Physics*, **83**, The propagation of powerful femtosecond laser pulses in opticalmedia, 863-905, (2005).

5. Couairon A., Mysyrowicz A. Physics Reports, 441, 47-189, (2007).

6. Bergé L., Skupin S., Nuter R., Kasparian J., Wolf J.-P. *Reports on Progress in Physics*, **70**, 1633-1713, (2007).

7. Чекалин С.В., Кандидов В.П. Успехи физических наук, 183, 133-152, (2013).

8. Chin S.L. : Springer series on atomic, optical, and plasma physics. – New York: Springer, 2010. – Вып. 55. – 130 с.

9. Дышко А.Л., Луговой В.Н., Прохоров А.М. Письма в ЖЭТФ, 6, 655, (1967).

10. Дышко А.Л., Луговой В.Н., Прохоров А.М. ЖЭТФ, **61**, 2305, (1972).

11. Гольдберг В.Н., Таланов В.И., Эрм Р.Е. Известия вузов. Радиофизика, 10, 674, (1967).

12. Marburger J.H. Progress in Quantum Electronics, 4, Self-focusing, 35-110, (1975).

13. Liu W., Petit S., Becker A., Aközbek N., Bowden C.M., Chin S.L. Optics Communications, 202, 189-197, (2002).

14. Kosareva O., Daigle J.-F., Panov N., Wang T., Hosseini S., Yuan S., Roy G., Makarov V., Leang Chin S. *Optics Letters*, **36**, Arrest of self-focusing collapse in femtosecond air filaments, 1035, (2011).

15. Béjot P., Kasparian J., Henin S., Loriot V., Vieillard T., Hertz E., Faucher O., Lavorel B., Wolf J.-P. *Physical Review Letters*, **104**, 103903, (2010).

16. Brown J.M., Wright E.M., Moloney J.V., Kolesik M. Optics Letters, 37, 1604, (2012).

17. Кандидов В.П., Косарева О.Г., Колтун А.А. Квантовая электроника, 33, 69-75, (2003).

18. Brodeur A., Chien C.Y., Ilkov F.A., Chin S.L., Kosareva O.G., Kandidov V.P. *Optics Letters*, **22**, 304, (1997).

19. Kosareva O.G., Kandidov V.P., Brodeur A., Chin S.L. Journal of Nonlinear Optical Physics & Materials, 06, 485-494, (1997).

20. Dubietis A., Tamošauskas G., Diomin I., Varanavičius A. Optics Letters, 28, 1269, (2003).

21. Dubietis A., Gaižauskas E., Tamošauskas G., Di Trapani P. *Physical Review Letters*, **92**, 253903, (2004).

22. Liu W., Gravel J.-F., Théberge F., Becker A., Chin S.L. *Applied Physics B*, **80**, Background reservoir, 857-860, (2005).

23. Mlejnek M., Wright E.M., Moloney J.V. Optics Letters, 23, 382, (1998).

24. Méchain G., C.D'Amico, André Y.-B., Tzortzakis S., Franco M., Prade B., Mysyrowicz A., Couairon A., Salmon E., Sauerbrey R. *Optics Communications*, **247**, 171-180, (2005).

25. Panagiotopoulos P., Whalen P., Kolesik M., Moloney J.V. *Nature Photonics*, **9**, 543-548, (2015).

26. Vidal F., Johnston T.W. *Physical Review Letters*, **77**, Electromagnetic Beam Breakup, 1282-1285, (1996).

27. Беспалов В.И., Таланов В.И. Письма в ЖЭТФ, 3, 471, (1966).

28. Пятницкий Л.Н. – ФИЗМАТЛИТ. – Москва, 2012. – 408 с.

29. Polynkin P., Kolesik M., Roberts A., Faccio D., Di Trapani P., Moloney J. *Optics Express*, **16**, 15733, (2008).

30. Polesana P., Franco M., Couairon A., Faccio D., Di Trapani P. *Physical Review A*, **77**, 043814, (2008).

31. Dota K., Pathak A., Dharmadhikari J.A., Mathur D., Dharmadhikari A.K. *Physical Review A*, **86**, 023808, (2012).

32. Чекалин С.В., Докукина А.Э., Сметанина Е.О., Компанец В.О., Кандидов В.П. Квантовая электроника, **44**, 570-576, (2014).

33. Abdollahpour D., Panagiotopoulos P., Turconi M., Jedrkiewicz O., Faccio D., Di Trapani P., Couairon A., Papazoglou D., Tzortzakis S. *Optics Express*, **17**, 5052, (2009).

34. Kosareva O.G., Grigor'evskii A.V., Kandidov V.P. *Quantum Electronics*, **35**, 1013-1014, (2005).

35. Wang J., Guo Y., Song X., Lin J. Optics Communications, 516, 128262, (2022).

36. Moll K.D., Gaeta A.L. Optics Letters, 29, 995, (2004).

37. Skupin S., Bergé L. *Physica D: Nonlinear Phenomena*, **220**, Self-guiding of femtosecond light pulses in condensed media, 14-30, (2006).

38. Smetanina E.O., Dormidonov A.E., Kandidov V.P. Laser Physics, 22, 1189-1198, (2012).

39. Eisenberg H.S., Morandotti R., Silberberg Y., Bar-Ad S., Ross D., Aitchison J.S. *Physical Review Letters*, **87**, 043902, (2001).

40. Sazonov S., Kalinovich A., Zakharova I., Komissarova M., Shestakov P. *EPJ Web of Conferences*, **161**, 02009, (2017).

41. Rothenberg J.E. Optics Letters, 17, 583, (1992).

42. Ranka J.K., Schirmer R.W., Gaeta A.L. Physical Review Letters, 77, 3783-3786, (1996).

43. Minardi S., Gopal A., Couairon A., Tamoašuskas G., Piskarskas R., Dubietis A., Di Trapani P. *Optics Letters*, **34**, 3020, (2009).

44. Kosareva O.G., Murtazin I.N., Panov N.A., Savel'ev A.B., Kandidov V.P., Chin S.L. Laser Physics Letters, 4, 126-132, (2007).

45. Silberberg Y. Optics Letters, 15, 1282-1284, (1990).

46. Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. – М.: Наука, 1988. – 312 с.

47. Porras M.A., Parola A., Di Trapani P. *Journal of the Optical Society of America B*, **22**, Nonlinear unbalanced O waves, 1406, (2005).

48. Zakharov V.E., Kuznetsov E.A. *Uspekhi Fizicheskih Nauk*, **182**, Solitons and collapses, 569, (2012).

49. Kozlov S.A., Sazonov S.V. Journal of Experimental and Theoretical Physics, 84, 221-228, (1997).

50. Mihalache D., Mazilu D., Lederer F., Kartashov Y.V., Crasovan L.-C., Torner L. *Physical Review E*, **70**, 055603, (2004).

51. Fedotov A.B., Kondrat'ev Yu.N., Shevandin V.S., Dukel'skii K.V., Khokhlov A.V., Zheltikov A.M. *Laser Physics*, **16**, 957-959, (2006).

52. Minardi S., Eilenberger F., Kartashov Y.V., Szameit A., Röpke U., Kobelke J., Schuster K., Bartelt H., Nolte S., Torner L., Lederer F., Tünnermann A., Pertsch T. *Physical Review Letters*, **105**, 263901, (2010).

53. Eilenberger F., Minardi S., Szameit A., Röpke U., Kobelke J., Schuster K., Bartelt H., Nolte S., Torner L., Lederer F., Tünnermann A., Pertsch T. *Physical Review A*, **84**, 013836, (2011).

54. Kartashov Y.V., Malomed B.A., Torner L. Reviews of Modern Physics, 83, 247-305, (2011).

55. Bergé L., Skupin S. Physical Review Letters, 100, 113902, (2008).

56. Smetanina E.O., Kompanets V.O., Dormidonov A.E., Chekalin S.V., Kandidov V.P. Laser Physics Letters, **10**, 105401, (2013).

57. Чекалин С.В., Компанец В.О., Сметанина Е.О., Кандидов В.П. *Квантовая электроника*, **43**, 326-331, (2013).

58. Gražulevičiūtė I., Šuminas R., Tamošauskas G., Couairon A., Dubietis A. *Optics Letters*, **40**, 3719, (2015).

59. Durand M., Jarnac A., Houard A., Liu Y., Grabielle S., Forget N., Durécu A., Couairon A., Mysyrowicz A. *Physical Review Letters*, **110**, Self-Guided Propagation of Ultrashort Laser Pulses in the Anomalous Dispersion Region of Transparent Solids, 115003, (2013).

60. Сметанина Е.О., Компанец В.О., Чекалин С.В., Кандидов В.П. *Квантовая электроника*, **42**, 913-919, (2012).

61. Chekalin S.V., Dokukina A.E., Dormidonov A.E., Kompanets V.O., Smetanina E.O., Kandidov V.P. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, **48**, 094008, (2015).

62. URL: https://refractiveindex.info/ (дата обращения: 07.05.2019).

63. Bergé L., Skupin S. Physical Review E, 71, 065601, (2005).

64. Gražulevičiūtė I., Garejev N., Majus D., Jukna V., Tamošauskas G., A Dubietis *Journal of Optics*, **18**, 025502, (2016).

65. Dharmadhikari J.A., Deshpande R.A., Nath A., Dota K., Mathur D., Dharmadhikari A.K. *Applied Physics B*, **117**, 471-479, (2014).

66. Smetanina E.O., Kompanets V.O., Dormidonov A.E., Chekalin S.V., Kandidov V.P. Laser *Physics Letters*, **10**, 105401, (2013).

67. Durand M., Jarnac A., Houard A., Liu Y., Grabielle S., Forget N., Durécu A., Couairon A., Mysyrowicz A. *Physical Review Letters*, **110**, Self-Guided Propagation of Ultrashort Laser Pulses in the Anomalous Dispersion Region of Transparent Solids, 115003, (2013).

68. Gražulevičiūtė I., Garejev N., Majus D., Jukna V., Tamošauskas G., A Dubietis *Journal of Optics*, **18**, 025502, (2016).

69. Majus D., Tamošauskas G., Gražulevičiūtė I., Garejev N., Lotti A., Couairon A., Faccio D., Dubietis A. *Physical Review Letters*, **112**, 193901, (2014).

70. Gražulevičiūtė I., Šuminas R., Tamošauskas G., Couairon A., Dubietis A. *Optics Letters*, **40**, 3719, (2015).

71. Hemmer M., Baudisch M., Thai A., Couairon A., Biegert J. Optics Express, **21**, 28095, (2013).

72. Qu S., Chaudhary Nagar G., Li W., Liu K., Zou X., Hon Luen S., Dempsey D., Hong K.-H., Jie Wang Q., Zhang Y., Shim B., Liang H. *Optics Letters*, **45**, 2175, (2020).

73. Чекалин С.В., Компанец В.О., Сметанина Е.О., Кандидов В.П., 43, 326-331, (2013).

74. Chekalin S.V., Dokukina A.E., Dormidonov A.E., Kompanets V.O., Smetanina E.O., Kandidov V.P. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, **48**, 094008, (2015).

75. Bergé L., Skupin S. Physical Review Letters, 100, 113902, (2008).

76. Bergé L., Skupin S. Physical Review E, 71, 065601, (2005).

77. Kandidov V.P., Kosareva O.G., Golubtsov I.S., Liu W., Becker A., Akozbek N., Bowden C.M., Chin S.L. *Applied Physics B: Lasers and Optics*, **77**, 149-165, (2003).

78. Dubietis A., Tamošauskas G., Šuminas R., Jukna V., Couairon A. Lithuanian Journal of Physics, 57, 113-157, (2017).

79. Zheltikov A. Journal of the Optical Society of America B, 36, A168, (2019).

80. Smetanina E.O., Kompanets V.O., Chekalin S.V., Dormidonov A.E., Kandidov V.P. Optics Letters, **38**, 16, (2013).

81. Darginavičius J., Majus D., Jukna V., Garejev N., Valiulis G., Couairon A., Dubietis A. *Optics Express*, **21**, 25210, (2013).

82. Dormidonov A.E., Kompanets V.O., Chekalin S.V., Kandidov V.P. *Optics Express*, 23, 29202, (2015).

83. Чекалин С.В., Компанец В.О., Докукина А.Э., Дормидонов А.Е., Сметанина Е.О., Кандидов В.П. Квантовая электроника, **45**, 401-407, (2015).

84. Vasa P., Dharmadhikari J.A., Dharmadhikari A.K., Sharma R., Singh M., Mathur D. *Physical Review A*, **89**, 043834, (2014).

85. Garejev N., Tamošauskas G., Dubietis A. *Journal of the Optical Society of America B*, **34**, 88, (2017).

86. Dharmadhikari J.A., Deshpande R.A., Nath A., Dota K., Mathur D., Dharmadhikari A.K. *Applied Physics B*, **117**, 471-479, (2014).

87. Tian Y., Gong C., Hu X., Liu X. Physical Review A, 104, 043506, (2021).

88. Dormidonov A.E., Kandidov V.P. Laser Physics, 19, 1993-2001, (2009).

89. Durand M., Lim K., Jukna V., McKee E., Baudelet M., Houard A., Richardson M., Mysyrowicz A., Couairon A. *Physical Review A*, **87**, 043820, (2013).

90. Дормидонов А.Е., Компанец В.О., Чекалин С.В., Кандидов В.П. *Письма в ЖЭТФ*, **104**, 173-177, (2016).

91. Chekalin S.V., Dormidonov A.E., Kompanets V.O., Zaloznaya E.D., Kandidov V.P. *Journal* of the Optical Society of America B, **36**, A43, (2019).

92. Кандидов В.П., Компанец В.О., Чекалин С.В. Письма в ЖЭТФ, 108, 307-311, (2018).

93. Chekalin S.V., Kompanets V.O., Kandidov V.P. Bulletin of the Russian Academy of Sciences: *Physics*, **82**, 1493-1496, (2018).

94. Brabec T., Krausz F. Reviews of Modern Physics, 72, 545, (2000).

95. Krausz F., Ivanov M. Reviews of Modern Physics, 81, 164-234, (2009).

96. Arkhipov R.M., Arkhipov M.V., Rosanov N.N. *Quantum Electronics*, **50**, Unipolar light, 801-815, (2020).

97. Paulus G.G., Grasbon F., Walther H., Villoresi P., Nisoli M., Stagira S., Priori E., De Silvestri S. *Letters to Nature*, **414**, 182-184, (2001).

98. Kling M.F., Siedschlag Ch., Verhoef A.J., Khan J.I., Schultze M., Uphues Th., Ni Y., Uiberacker M., Drescher M., Krausz F., Vrakking M.J.J. *Science*, **312**, 246-248, (2006).

99. Uiberacker M., Uphues Th., Schultze M., Verhoef A.J., Yakovlev V., Kling M.F., Rauschenberger J., Kabachnik N.M., Schröder H., Lezius M., Kompa K.L., Muller H.-G., Vrakking M.J.J., Hendel S., Kleineberg U., Heinzmann U., Drescher M., Krausz F. *Nature*, **446**, 627-632, (2007).

100. Goulielmakis E., Schultze M., Hofstetter M., Yakovlev V.S., Gagnon J., Uiberacker M., Aquila A.L., Gullikson E.M., Attwood D.T., Kienberger R., Krausz F., Kleineberg U. *Science*, **320**, 1614, (2008).

101. Gertsvolf M., Spanner M., Rayner D.M., Corkum P.B. Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, 43, 131002, (2010).

102. Wirth A., Hassan M.Th., Grguraš I., Gagnon J., Moulet A., Luu T.T., Pabst S., Santra R., Alahmed Z.A., Azzeer A.M., Yakovlev V.S., Pervak V., Krausz F., Goulielmakis E. *Science*, **334**, 195-200, (2011).

103. Chia S.-H., Cirmi G., Fang S., Rossi G.M., Mücke O.D., Kärtner F.X. Optica, 1, 315, (2014).

104. Xu L., Hänsch T.W., Spielmann Ch., Poppe A., Brabec T., Krausz F. Optics Letters, **21**, 2008, (1996).

105. Gong C., Jiang J., Li C., Song L., Zeng Z., Zheng Y., Miao J., Ge X., Deng Y., Li R., Xu Z. *Optics Express*, **21**, 24120-24128, (2013).

106. Bergé L., Soulez C.-L., Köhler C., Skupin S. Applied Physics B: Lasers and Optics, 103, 563-570, (2011).

107. Couairon A., Biegert J., Hauri C.P., Kornelis W., Helbing F.W., Keller U., Mysyrowicz A. *Journal of Modern Optics*, **53**, 75-85, (2006).

108. Чекалин С.В., Компанец В.О., Дормидонов А.Е., Кандидов В.П. *Квантовая* электроника, **48**, 372, (2018).

109. Чекалин С.В., Компанец В.О. Оптика и спектроскопия, 127, 94, (2019).

110. Zhong Y., Diao H., Zeng Z., Zheng Y., Ge X., Li R., Xu Z. Optics Express, 22, 29170, (2014).

111. Brabec T., Krausz F. Physical Review Letters, 78, 3282-3285, (1997).

112. Kolesik M., Moloney J.V., Mlejnek M. Physical Review Letters, 89, 283902, (2002).

113. Fedorov V.Yu., Chanal M., Grojo D., Tzortzakis S. Physical Review Letters, 043902, (2016).

114. Косарева О.Г., Панов Н.А. – Москва: Издательство Московского университета, 2021. – 40 с.

115. Дормидонов А.Е. / А.Е. Дормидонов. – Москва: Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, 2009. – 150 с.

116. Keldysh L.V. Soviet Physics JETP, 20, 1307-1314, (1965).

117. Kolesik M., Moloney J.V. *Physical Review E*, **70**, Nonlinear optical pulse propagation simulation, 036604, (2004).

118. Аскарьян Г.А. *ЖЭТФ*, **42**, 1568, (1962).

119. Пилипецкий Н.Ф., Рустамов А.Р. *Письма в ЖЭТФ*, **2**, 88, (1965).

120. Chiao R.Y., Garmire E., Townes C.H. Physical Review Letters, 13, 479-482, (1964).

121. Kandidov V.P., Kompanets V.O., Chekalin S.V. JETP Letters, 108, 287-291, (2018).

122. Кузнецов А.В., Компанец В.О., Дормидонов А.Е., Чекалин С.В., Шленов С.А., Кандидов В.П. *Квантовая электроника*, **46**, 379-386, (2016).

123. Makarov V.A., Perezhogin I.A., Potravkin N.N. *Optics Communications*, **339**, 228-235, (2015).