

*На правах рукописи*

ЕФИМЕНКО Евгений Сергеевич

**САМОСОГЛАСОВАННЫЕ НЕЛИНЕЙНЫЕ ЭФФЕКТЫ  
ПРИ ИОНИЗАЦИИ ВЕЩЕСТВА И ВАКУУМА  
СИЛЬНОСФОКУСИРОВАННЫМИ  
ФЕМТОСЕКУНДНЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ**

01.04.21 – лазерная физика

Автореферат

диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Нижний Новгород – 2020

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

Научный  
руководитель: Ким Аркадий Валентинович,  
кандидат физико-математических наук,  
Федеральное государственное бюджетное научное  
учреждение «Федеральный исследовательский центр  
Институт прикладной физики Российской академии  
наук»

Официальные  
оппоненты: Быченков Валерий Юрьевич,  
доктор физико-математических наук,  
ФГБУН Физический институт им. П.Н. Лебедева  
Российской академии наук (г. Москва)

Кулагин Виктор Владимирович,  
кандидат физико-математических наук,  
Государственный астрономический институт имени  
П.К. Штернберга Московского государственного  
университета имени М.В. Ломоносова (г. Москва)

Ведущая  
организация: Объединенный институт высоких температур РАН  
(г. Москва)

Защита состоится 14 декабря 2020 г. в 15<sup>00</sup> на заседании диссертационного  
совета Д 002.069.02 в Институте прикладной физики РАН (603950, г. Нижний  
Новгород, ул. Ульянова, 46).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИПФ РАН.

Автореферат разослан 5 ноября 2020 г.

Ученый секретарь  
диссертационного совета  
доктор физико-математических наук



Э. Б. Абубакиров

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

### Предмет исследований и актуальность темы

Открытие в 1985 году метода усиления лазерных импульсов с линейной частотной модуляцией (СРА) [1] и последовавшее бурное развитие лазерных технологий привело к возможности получения лазерных импульсов петаватт-ного уровня мощности. Применение фокусирующих систем и одновременное укорочение генерируемых импульсов до нескольких периодов лазерного поля позволяют получить интенсивности, превышающие  $10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> даже на лазерных установках тераваттного уровня мощности, а для самых мощных установок интенсивность может достигать значений  $10^{22}$  Вт/см<sup>2</sup> [2, 3]. Изучение механизмов взаимодействия сверхсильного излучения такой интенсивности с веществом является важной задачей, что объясняется не только фундаментальной ценностью полученных результатов, но и наличием большого числа практически важных приложений. К таким приложениям относятся создание сверхдальних лидаров [4] и спектроскопия атмосферы [5], реализация когерентных источников в рентгеновском диапазоне длин волн [6], генерация аттосекундных импульсов [7] и терагерцового излучения [8], управляемый термоядерный синтез [9], ускорение заряженных частиц [10] и даже задачи лабораторной астрофизики [11].

Все эти приложения в той или иной мере опираются на различные фундаментальные нелинейные эффекты, изучение которых позволило открыть новые области нелинейной оптики и физики плазмы. При распространении сверхмощного лазерного излучения в среде одним из таких важных нелинейных эффектов становится ионизация среды и последующее взаимодействие излучения с образовавшейся плазмой. В случае лазерного излучения фемтосекундной длительности основную роль играет прямая полевая ионизация: многофотонная и туннельная, а при полях, превышающих характерное атомное поле, надбарьерный развал атома [12]. Вероятность полевой ионизации нелинейно зависит от напряженности поля, а значительная ионизация среды может происходить на временах малых по сравнению с периодом лазерного поля [13]. Распространение ионизирующего лазерного излучения может сопровождаться рядом нелинейных эффектов, таких как повышение частоты и самокомпрессия лазерных импульсов [14], генерация высоких гармоник линейно поляризованным излучением [15], самоканалирование лазерного излучения [16], генерация суперконтинуума [17].

Исследования в данной диссертации направлены на изучение нелинейных режимов взаимодействия при распространении фемтосекундных лазерных импульсов в веществе (газе, конденсированной среде) или вакууме в условиях, когда определяющим фактором взаимодействия является ионизация среды или пробой вакуума. Особое внимание уделяется режимам, когда для достижения максимальной интенсивности при фиксированной мощности лазерного

излучения применяют резкую фокусировку лазерного излучения. При этом помимо увеличения интенсивности лазерного излучения достигается высокая локализация взаимодействия и быстрый рост плотности формирующейся плазмы. Потенциальное применение подобных систем охватывает широкий круг областей от микрохирургии тканей и клеток в биологии и медицине [18] до модификации показателя преломления в прозрачных диэлектриках для создания фотонных устройств, например, волноводов или резонаторов [19] и молекулярной спектроскопии [20]. Исходя из этого, большое значение представляет вопрос о структуре плазменного распределения в области фокуса и максимально достижимом значении плотности плазмы или изменения показателя преломления. Кроме того, распространение электромагнитной волны в условиях ионизации может сопровождаться развитием различных ионизационных неустойчивостей [21]. В связи с этим не менее важным представляется вопрос о влиянии подобных неустойчивостей на динамику сфокусированных фемтосекундных лазерных импульсов.

В качестве фокусирующих систем помимо привычных линз или зеркал могут выступать диэлектрические сферические объекты микронного размера, например, такие объекты могут быть использованы для получения субволнового разрешения при сканировании образцов [22]. За счет подбора коэффициента преломления и размера можно менять параметры фокусировки. Особое значение имеют микроразмерные водяные капли, как с точки зрения простоты получения, так и с точки зрения важности для задач современной атмосферной оптики [23]. Присутствие в воздухе пара или аэрозолей, т.е. взвеси микронных капель воды либо других веществ, может существенно изменить условия распространения лазерного излучения, например, воздействовать на процесс филаментации [24] или приводить к рассеянию суперконтинуума, генерируемого в результате нелинейного взаимодействия [25]. Это направленное излучение с широким спектром предоставляет возможность для многочастотных LIDAR измерений с высоким разрешением в диапазоне нескольких сот нанометров [4]. Подобные микроразмерные капли за счет мод шепчущей галереи могут использоваться как микрорезонаторы, в том числе для получения лазерной генерации [26]. Кроме того, потенциально интересным применением микроразмерных капель воды может выступать их использование в качестве зондов для детектирования структуры поля на основе рассеянного сигнала, например, для исследования филаментации лазерного излучения. Все эти применения требуют детального изучения динамики взаимодействия мощного лазерного излучения с одиночными каплями с учетом ионизации вещества внутри капли, а также свойств рассеянного излучения.

В последнее время все большее внимание привлекает область ”экстремального света” [27] для достижения экстремальных параметров взаимодействия лазерного излучения с веществом, таких как высокие интенсивности или очень короткие длительности, например, для релятивистского взаимодействия излучения с плазмой в  $\lambda^3$ -режиме [28]. Особое внимание данная область

привлекает в связи с исследованиями возможности достижения интенсивностей, приближающихся к швингеровскому пределу, для реализации пробоя вакуума путем прямого рождения электрон-позитронных пар [29]. Развитие современных лазерных систем [30,31] сделает возможным в ближайшей перспективе исследование пробоя вакуума за счет развития квантово-электродинамических (КЭД) каскадов при интенсивностях значительно меньших Швингеровских [32]. Оптимизация конфигурации многопучковых лазерных систем позволит снизить порог развития КЭД каскадов [33] и открывает путь для их использования, например, в качестве источника высокоэнергичных фотонов и заряженных частиц [34]. Формируемые в процессе взаимодействия плазменные структуры и потоки высокоэнергичных частиц могут иметь экстремальные параметры, что может представлять интерес, например, для задач лабораторной астрофизики [11]. Подобная оптимизация для достижения рекордных значений интенсивности подразумевает экстремальную фокусировку лазерного излучения, что еще раз подчеркивает важность исследования ионизационной динамики сильнофокусированного лазерного излучения. Несмотря на то что процессы рождения пар и распада фотонов требуют квантово-электродинамического описания, а вероятности процессов зависят от структуры поля и энергии частиц, динамика пробоя вакуума во многом схожа с пробоем газа или диэлектрика в процессе лавинной ионизации. В связи с этим представляется важным использование разработанных подходов к исследованиям процессов полевой ионизации газа или конденсированной среды при изучении новых нелинейных режимов взаимодействия сверхмощного лазерного излучения с плотной электрон-позитронной плазмой, образующейся в процессе взаимодействия излучения мультитегаваттного уровня мощности с плазменными мишенями.

## Цель работы

Целями диссертационной работы являются:

1. Разработка методов исследования самосогласованных режимов взаимодействия мощного лазерного излучения с формирующейся плазмой, связанных как с ионизацией вещества, так и с пробоем вакуума.
2. Исследование ионизационной динамики сфокусированных фемтосекундных лазерных импульсов в условиях прямой полевой ионизации, включая режим резкой фокусировки лазерного излучения.
3. Теоретический и численный анализ линейного и нелинейного режимов вынужденного ионизационного рассеяния фемтосекундных лазерных импульсов.
4. Теоретическое и экспериментальное исследование взаимодействия фемтосекундных лазерных импульсов тераваттного уровня мощности с одиночной водяной каплей и аэрозолем.

5. Исследование нелинейных режимов динамики электрон-позитронной плазмы, формирующейся в результате КЭД каскада в сходящейся волне дипольной конфигурации электрического типа мультитераваттного уровня мощности.

### Научная новизна

Научная новизна диссертационной работы подтверждается полученными в ней оригинальными результатами.

Наиболее значимые из них следующие:

1. Продемонстрирован эффект формирования регулярных мелкомасштабных плазменных неоднородностей при распространении лазерных импульсов в плотном газе в условиях прямой полевой ионизации. Данный эффект объясняется усилением модуляции сильнофокусированного поля вблизи фокуса вследствие резкой зависимости вероятности ионизации от величины поля. Показано, что при укорочении лазерных импульсов ионизационная динамика становится нерегулярной, что объясняется заметным уширением спектра и индивидуальной фокусировкой каждой спектральной компоненты. Продемонстрировано, что при высокой плотности газа ионизационная динамика существенно зависит от поляризации лазерного импульса, что связано с эффектом плазменного резонанса в случае ТМ-поляризации лазерных импульсов.

2. Определены параметры фокусировки, при которых распределение плазмы становится неоднородным. Показано, что при укорочении импульсов характерный угол фокусировки уменьшается; так для формирования неоднородной структуры плазмы для импульсов длительностью порядка 100 фс характерное значение F-number фокусирующей системы должно быть меньше 0.9, а для импульсов длительностью 25 фс – меньше 1.5.

3. На основе анализа линейного и нелинейного режимов вынужденного ионизационного рассеяния показано, что развитие быстрой неустойчивости при распространении сфокусированных фемтосекундных лазерных импульсов в плотном газе может приводить к формированию сильно модулированного распределения концентрации электронов и рассеянию заметной доли энергии лазерных импульсов. Получены угловые и спектральные характеристики рассеянного излучения. Показано, что доля рассеиваемой энергии максимальна при обратном рассеянии и может достигать 30% в обоих случаях ТЕ- и ТМ-поляризации лазерного импульса, однако при углах распространения волны возмущения к направлению распространения лазерного импульса, близких к  $\pi/2$ , рассеяние полностью подавляется для ТМ-поляризации. Показано, что в качестве затравки для развития неустойчивости может выступать как электромагнитная волна малой амплитуды, так и модуляция плотности газа.

4. Предложен метод усиления ультракоротких лазерных импульсов, основанный на эффекте вынужденного ионизационного рассеяния. Продemonстрировано трехкратное усиление 10 фс лазерного импульса по амплитуде.

5. Предложена самосогласованная модель пробоя одиночной водяной капли фемтосекундным лазерным импульсом тераваттного уровня мощности. На основе предложенной модели для капель диаметром от 1 до 30 мкм показано, что возникающая в результате резкой фокусировки на сферической границе ионизация приводит к высокой локализации поглощения лазерной энергии внутри капли. При пробое в объеме капли и на ее поверхности плотность поглощенной энергии может достигать  $100 \text{ кДж/см}^3$ . Корректность предложенной модели подтверждена сравнением теоретически рассчитанных спектров рассеянного назад излучения, величин рассеянной и поглощенной лазерной энергии внутри капли с результатами экспериментов по взаимодействию лазерного излучения с одиночной водяной каплей и аэрозолем.

6. Показано существование двух принципиально различных режимов динамики плотной электрон-позитронной плазмы, формирующейся в результате квантово-электродинамического каскада, в случае предельной фокусировки лазерного излучения мультипетаваттного уровня мощности в виде сходящейся волны дипольной конфигурации в зависимости от мощности падающего излучения. При мощности лазерного излучения меньше 20 ПВт в результате азимутального токового расслоения формируется структура электрон-позитронной плазмы, представляющая собой плазменные слои, расположенные под углом  $\pi$  друг к другу. При мощности превышающей 20 ПВт, в результате токовой контракции возможно пинчевание электрон-позитронной плазмы, приводящее к достижению плотностью электрон-позитронной плазмы величины  $10^{28} \text{ см}^{-3}$ , а магнитное поле может превышать поле волны в 7 раз.

### **Практическая значимость**

Эффект формирования мелкомасштабных плазменных структур и зависимость динамики взаимодействия от длительности и поляризации лазерного импульса при резкой фокусировке лазерного излучения в условиях ионизации могут быть важны для широкого круга теоретических и практических задач взаимодействия лазерного излучения с веществом. Вынужденное ионизационное рассеяние фемтосекундных лазерных импульсов может быть использовано для микроструктурирования вещества, например, для создания решеток показателя преломления, а также для усиления предельно коротких лазерных импульсов. Сильно локализованное поглощение лазерного излучения внутри одиночной водяной капли может создавать условия для экспериментальных исследований вещества в экстремальных состояниях. Одиночная микроразмерная водяная капля может использоваться как нелинейный зонд для детектирования структуры полей, например, вблизи лазерных филамент. Детекти-

рование примесей в атмосфере может осуществляться на основе анализа свойств рассеянного на аэрозоле лазерного излучения. Плотная электрон-позитронная плазма, формируемая за счет КЭД каскада в дипольной волне, может служить универсальным объектом исследований, позволяя достичь экстремально высоких плотностей частиц, приближающихся к плотности квантовой плазмы, а также потенциально давая возможность достижения величины Швингеровского поля. Кроме того, такая плазма может выступать как эффективный источник заряженных частиц и фотонов с энергиями до нескольких ГэВ.

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

1. При резкой фокусировке ( $F\text{-number} < 1$ ) лазерных импульсов длительностью порядка 100 фс в плотном газе в режиме прямой полевой ионизации возможно формирование регулярных мелкомасштабных плазменных структур, вызванное модуляцией сильнофокусированного излучения вблизи фокуса. В случае ультракоротких лазерных импульсов ионизационная динамика становится нерегулярной, а угол фокусировки, необходимый для формирования неоднородного распределения плазмы, уменьшается.

2. Развитие быстрой неустойчивости типа вынужденного ионизационного рассеяния при распространении сильнофокусированных фемтосекундных лазерных импульсов в плотном газе может приводить к формированию сильно модулированного распределения концентрации электронов и рассеянию заметной доли энергии лазерного импульса. Доля рассеиваемой энергии максимальна при обратном рассеянии и может достигать 30% в обоих случаях ТЕ- и ТМ-поляризации лазерного импульса, однако при углах распространения волны возмущения к направлению распространения лазерного импульса, близких к  $\pi/2$ , рассеяние полностью подавляется для ТМ-поляризации.

3. Использование эффекта вынужденного ионизационного рассеяния позволяет осуществить усиление сильнофокусированных лазерных импульсов длительностью несколько периодов лазерного поля до 3 раз по амплитуде.

4. При взаимодействии фемтосекундного лазерного излучения тераваттного уровня мощности с одиночной водяной каплей микронного размера фокусировка лазерного излучения на сферической поверхности приводит к высокой локализации поглощения внутри капли с плотностью поглощенной энергии до  $100 \text{ кДж/см}^3$ .

5. Развитие квантово-электродинамического каскада в сходящейся волне мультипетаваттного уровня мощности дипольной конфигурации может приводить к формированию плотной микроструктурированной электрон-позитронной плазмы, представляющей собой взаимопроникающие потоки электронов и позитронов. При мощности лазерного излучения меньше 20 ПВт плазменная структура представляет собой предельно тонкие токовые слои, расположенные под углом  $\pi$  друг к другу. При мощности, превышаю-



шей 20 ПВт, в результате токовой контракции возможно пинчевание электрон-позитронной плазмы, в результате которого плотность электрон-позитронной плазмы может достигать значения  $10^{28} \text{ см}^{-3}$ , а магнитное поле может превысить поле падающей волны в 7 раз.

### **Достоверность работы**

Достоверность результатов, полученных в диссертационной работе, подтверждается согласием аналитических оценок с результатами проведенного численного моделирования. Численное моделирование проводилось самостоятельно разработанным кодом, который был проверен на независимых тестовых задачах, в том числе воспроизводящих результаты признанных научных групп. В первой и второй главах, распределение концентрации электронов и спектральный состав лазерного излучения при малых углах фокусировки совпадает с более ранними исследованиями. Структура поля при резкой фокусировке качественно совпадает с численным решением уравнения Гельмгольца. Ионизационная динамика при вынужденном ионизационном рассеянии подтверждается ранними аналитическими работами. В третьей главе достоверность полученных результатов обеспечивается согласием использованной модели ионизации воды, применявшейся в более ранних теоретических и экспериментальных работах, а также прямым сопоставлением экспериментальных данных с результатами численного моделирования. В четвертой главе достоверность полученных результатов обеспечивается согласием аналитических оценок темпа развития каскада с наблюдаемыми в численном моделировании результатами, согласием аналитической теории токовой неустойчивости с результатами численного моделирования, согласием полученных результатов с более ранними аналитическими работами и результатами других научных групп.

### **Апробация работы**

Основные результаты диссертации докладывались на семинарах в ИПФ РАН, а также на российских и международных конференциях, в том числе: научных школах "Нелинейные волны" (Нижегород, 2008, 2010, 2016), 14-ой нижегородской сессии молодых учёных (Нижегород, 2008), международных конференциях Laser Optics (Санкт-Петербург, 2008), Russian-French-German Laser Symposium (Нижегород, 2009), Progress In Electromagnetics Research Symposium (Москва, 2009, Швеция, 2013), Ultrafast and Nonlinear Optics (Болгария, 2009), Frontiers of Nonlinear Physics (Нижегород – Санкт-Петербург, 2010), International Conference on Ultrahigh Intensity Lasers (Индия, 2014), Extremely High Intensity Laser Physics (Германия, 2015, Португалия, 2017), 59th APS Division of Plasma Physics Meeting, (США, 2017), International Laser Physics Workshop, (Казань, 2017, Республика Корея, 2019), Фундаментальные проблемы оптики (Санкт-Петербург, 2018), International

Conference on Ultrafast Optical Science (Москва, 2018, 2019). Материалы диссертации опубликованы в 25 печатных работах, из них 7 статей в рецензируемых журналах [A1-A7], 2 статьи в сборниках трудов конференций [A8, A9] и 16 тезисов докладов [A10-A25].

### Личный вклад автора

Содержание диссертации и основные положения, выносимые на защиту, отражают персональный вклад автора в опубликованные работы. Результаты получены лично автором, либо при его непосредственном участии. Постановка задачи, обсуждение результатов и подготовка к публикации полученных результатов проводилась совместно с научным руководителем и другими соавторами.

### Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, обзора литературы, четырех глав, заключения и библиографии. Общий объем диссертации 179 страниц, включая 60 рисунков. Список цитированной литературы включает 164 наименования.

## ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

**Во введении** обоснована актуальность диссертационной работы, сформулирована цель и аргументирована научная новизна исследований, показана практическая значимость полученных результатов, представлены выносимые на защиту научные положения. **В обзоре литературы** представлено актуальное состояние исследований по теме диссертации.

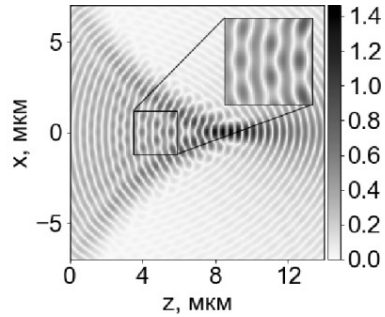
**Первая глава** посвящена ионизационной динамике сильнофокусированных фемтосекундных лазерных импульсов. **В параграфе 1.1** приведены основные уравнения, описывающие распространение лазерного импульса в газе (водороде) в условиях туннельной ионизации. Для исследования самосогласованной ионизационной динамики численно решаются уравнения Максвелла совместно с балансным уравнением для концентрации электронов. Обсуждаются методы численного моделирования, приведены параметры численной схемы.

**В параграфе 1.2** влияние резкой фокусировки на структуру поля вблизи фокуса исследуется на основе модельной двумерной задачи о распространении ТЕ-поляризованной монохроматической волны в вакууме. Численный анализ решения уравнения Гельмгольца для единственной компоненты электрического поля для начальных условий в виде гауссова импульса с квадратичной фазой показывает, что при превышении порогового угла фокусировки  $\theta_c \sim 0.45$  изначально гладкое распределение поля в прифокальной области становится модулированным, см. рис. 1.

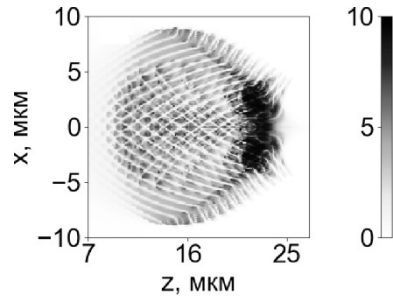
**В параграфе 1.3** рассматривается задача о распространении сфокусированного фемтосекундного лазерного импульса в газе. Исследуется зависимость максимальной плотности плазмы от амплитуды поля в фокусе и длительности лазерного импульса при различных углах фокусировки. Показано, что максимально достижимая плотность плазмы превышает квазистационарное значение

$N_c \theta^2$  [35], где  $N_c = m\omega^2/4\pi e^2$  – критическая плотность плазмы,  $m$ ,  $e$  – масса и заряд электрона, соответственно. Это можно объяснить нестационарностью взаимодействия и мгновенностью процесса ионизации. Вероятность ионизации зависит от локального значения поля и для короткого импульса значительная ионизация может происходить уже на переднем фронте. При увеличении амплитуды поля и длительности импульса наблюдается формирование более сложных плазменных структур, приводящих к дополнительной фокусировке лазерного излучения, что также приводит к росту концентрации электронов. При повышении угла фокусировки для достаточно длинных импульсов возможен рост концентрации вплоть до критического значения.

**В параграфе 1.4** рассматривается эволюция плазменных структур для угла фокусировки, существенно превышающего пороговый угол фокусировки  $\theta_c$ . В силу локальной зависимости вероятности ионизации от величины поля на начальном этапе распределение плазмы следует за распределением поля. При плотностях газа  $N_g \ll N_c$  ионизация быстро выходит на насыщение и мелко-масштабная структура поля практически не влияет на динамику системы. В плотном газе  $N_g \gg N_c$  модуляции поля, возникающие вблизи фокуса при больших углах фокусировки, приводят к формированию регулярных мелкомасштабных плазменных структур, см. рис. 2. В случае более коротких импульсов с заметной шириной спектра каждая спектральная составляющая имеет свою длину фокусировки и размер фокального пятна. Сложение всех спектральных компонент вблизи фокуса может привес-



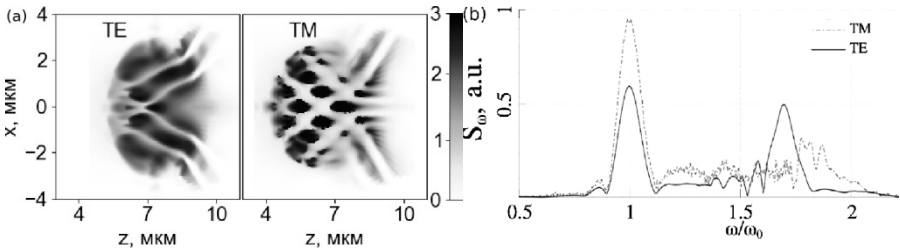
**Рис. 1.** Решение уравнения Гельмгольца для угла фокусировки  $\theta = 0.78$



**Рис. 2.** Распределение плотности электронов в процессе прохождения лазерного импульса длительностью 100 фс в газе плотностью  $10 N_c$ . Угол фокусировки  $\theta = 0.78$ , точка фокуса  $z_f = 25$  мкм

ти к нерегулярной структуре плазменных неоднородностей. Как следствие, граничный угол фокусировки, выше которого плазменное распределение становится неоднородным, зависит от длительности импульса и может быть меньше, чем  $\theta_c$ .

**В параграфе 1.5** рассматриваются различия в ионизационной динамике ТЕ- и ТМ-поляризованных лазерных импульсов, связанные с явлением плазменного резонанса [36]. Локальное усиление нормальной компоненты поля в областях с плотностью электронов, приближающейся к критическому значению, для ТМ-поляризованных импульсов приводит к увеличению скорости ионизации, что ведет к появлению резких градиентов и росту ионизационного сдвига частоты, см. рис. 3.



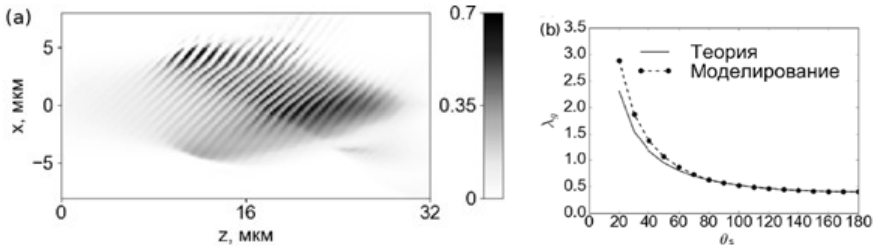
**Рис. 3.** Распределение плотности электронов (а) и спектр излучения после прохождения ТЕ и ТМ-поляризованного лазерного импульса длительностью 25 фс (b). Угол фокусировки  $\theta = 0.78$ . Точка фокуса  $z_f = 10$  мкм. Плотность газа  $3 N_c$

**В параграфе 1.6** исследуется влияние электронных столкновений в плазме и керровской нелинейности на ионизационную динамику. Показано, что даже для коротких импульсов при давлениях, превышающих 10–15 атмосфер, учет соударений становится важным, а при значительном превышении этого порога – ключевым фактором, определяющим ионизационную динамику. При высоких плотностях газа кубичная нелинейность может приводить к дополнительной фокусировке лазерного излучения и росту концентрации плазмы. При учете столкновений и керровской нелинейности зависимость максимальной плотности от длительности импульса уменьшается. Значительное отклонение наблюдается только при высоких углах фокусировки в случае ТМ-поляризации, когда плотность электронов приближается к критическому значению. Трехмерное моделирование показало, что даже в случае плотности газа близкой к твердотельной в случае резкой фокусировки керровская нелинейность не приводит к коллапсу или самоканалированию лазерных импульсов из-за высокого поглощения энергии и рефракции на закритичной плазме. Результаты первой главы опубликованы в статьях [A1, A2].

**Во второй главе** рассматривается задача о вынужденном ионизационном рассеянии сфокусированных лазерных импульсов. **В параграфе 2.1** приведено схематическое описание трехволнового процесса вынужденного ионизационного рассеяния. В поле сложения электромагнитной волны накачки и

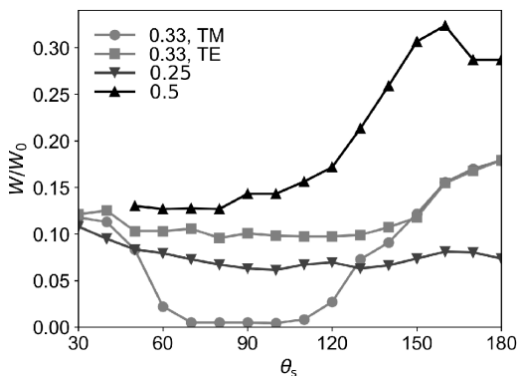
волны возмущения малой амплитуды формируется волна ионизации, на которой происходит процесс рассеяния волны накачки в волну возмущения.

**В параграфе 2.2** аналитически рассматривается линейная задача о развитии ионизационной неустойчивости типа вынужденного ионизационного рассеяния. На основе анализа дисперсионного уравнения для электромагнитной волны в условиях туннельной ионизации найден инкремент быстрой ионизационной неустойчивости. Показано, что в случае ТЕ-поляризации лазерного излучения инкремент не зависит от угла распространения волны возмущений, а в случае ТМ-поляризации вынужденное ионизационное рассеяние подавляется для направления, перпендикулярного направлению распространения волны. Определены свойства (фазовая скорость, частота) волны ионизации.



**Рис. 4.** Плотность электронов, нормированная на критическое значение  $N_c$ , после взаимодействия ТЕ-поляризованного лазерного импульса и плоской волны возмущений (a) ( $\theta_s = 80^\circ$ , плотность газа  $0.9 N_c$ ,  $\beta = 6 \cdot 10^{-3}$ ) и период плазменной решетки в зависимости от направления распространения волн возмущения  $\theta_s$  (b)

**В параграфе 2.3** исследуется нелинейный режим вынужденного ионизационного рассеяния лазерных импульсов. С помощью численного моделирования решается задача о распространении плоской электромагнитной волны малой амплитуды  $\beta$  (отношение амплитуды волны к амплитуде импульса в фокусе) под углом  $\theta_s$  к направлению распространения фемтосекундного лазерного импульса, сфокусированного в водороде под углом  $\theta_f$ . **В параграфе 2.3.1** продемонстрировано формирование плазменной решетки с практически 100% модуляцией. В зависимости от угла распространения плоской волны характерный масштаб плазменной решетки близок к теоретической зависимости  $\lambda/2\sin(\theta_s/2)$ , см. рис. 4. **В параграфе 2.3.2** показано, что эффективность ионизационного рассеяния растет с плотностью газа и при достаточно большой плотности выходит на насыщение из-за истощения накачки. **В параграфе 2.3.3** исследована угловая зависимость спектральных и энергетических характеристик рассеянного излучения в зависимости от угла фокусировки, поляризации и направления распространения малых возмущений. Для относительно малого угла фокусировки ( $\theta_f = 0.25$ ) в случае ТЕ-поляризации эффективность рассеяния примерно одинакова для всех углов  $\theta_s$ , см. рис. 5. При увеличении угла фокусировки резко возрастает эффективность обратного



**Рис. 5.** Эффективность вынужденного ионизационного рассеяния в зависимости от угла распространения  $\theta_s$  для различных углов фокусировки  $\theta_f$

вим с углом фокусировки  $\theta_f$ . Эффективность рассеяния в случае ТМ поляризации падает практически до нуля для углов близких к поперечному направлению распространения. Это объясняется взаимной перпендикулярностью электрических полей импульса и волны возмущений. Рассеянный импульс имеет сдвиг частоты примерно 15% при углах близких к поперечному направлению распространения. Для больших и меньших углов сдвиг частоты может быть выше, до 25%. Подобное поведение можно объяснить более продолжительным временем взаимодействия для скользящих углов взаимодействия по сравнению с волнами возмущения, распространяющимися в поперечном направлении. При увеличении угла фокусировки сдвиг частоты рассеянного излучения возрастает, так при угле фокусировки  $\theta_f = 0.5$  он может составлять до 40%.

**В параграфе 2.3.4** показано, что при учете столкновений электронов с тяжелыми частицами при высоких давлениях эффект вынужденного ионизационного рассеяния подавляется. Существует оптимальная плотность газа в интервале  $0.4\text{--}0.5 N_c$ , что соответствует давлению около 25–30 атмосфер при нормальных условиях. **В параграфе 2.3.5** демонстрируется, что кроме электромагнитной волны в качестве возмущения может выступать и модуляция плотности газа  $N_g$ . Показано, что в силу резкой зависимости вероятности ионизации от амплитуды поля система более чувствительна к малым возмущениям поля, и схожий уровень эффективности рассеяния достигается при амплитуде модуляции плотности газа  $\Delta N_g/N_g$  на порядок большей  $\beta$ .

**В параграфе 2.4** предлагается метод усиления лазерных импульсов, основанный на обратном вынужденном ионизационном рассеянии. Импульс малой амплитуды резко фокусируется внутри более длинного импульса накачки, что позволяет быстро перейти в сильно нелинейный режим вынужденного ионизационного рассеяния. Режим резкой фокусировки позволяет уменьшить как поперечный, так и продольный масштабы области взаимодействия. Малый поперечный масштаб важен для однородного усиления импульса по всей апертуре и делает его более устойчивым к возможным неустойчивостям. Малый продольный масштаб, обусловленный малой рэлеевской

длиной, позволяет контролировать качество импульса и точно выбирать момент взаимодействия. Значительное усиление наблюдается примерно с плотности нейтрального газа  $0.15 N_c$  и растет с ростом плотности газа. Учет соударений электронов с тяжелыми частицами приводит к ослаблению эффекта с ростом плотности газа за счет усиления поглощения. Максимальное усиление порядка 3 раз по амплитуде достигается при плотности газа  $0.35 N_c$ , что соответствует давлению около 20 атмосфер, см. рис. 6. Результаты второй главы опубликованы в статье [А3].

**В третьей главе** исследуется динамика взаимодействия плоской электромагнитной волны тераваттного уровня мощности с одиночными водяными каплями и аэрозолями при помощи численного моделирования самосогласованной системы уравнений Максвелла и балансного уравнения для электронной плотности.

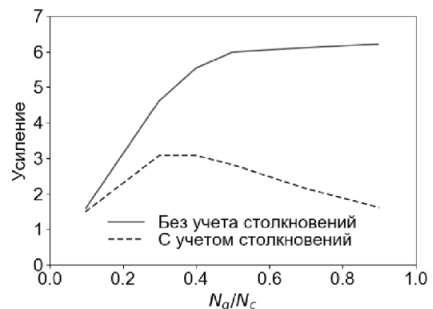
**В параграфе 3.1** описываются основные уравнения и приведены параметры численного моделирования. Основное отличие модели от модели, используемой в первой и второй главах, заключается в использовании полной формулы Келдыша для вероятности ионизации.

**В параграфе 3.2** на основе теории Ми показано, что при фокусировке лазерного излучения сферическими частицами возникают три максимума интенсивности, один из которых находится за пределами капли, а два остальных внутри, вблизи теневой и освещенной поверхностей. Во внутренних фокусах может достигаться значительное усиление интенсивности падающего излучения (в 30 мкм капле до 66 и 12 раз в теневом и освещенном фокусах, соответственно).

**В параграфе 3.3** на основе численного моделирования рассматривается взаимодействие плоской электромагнитной волны интенсивностью от  $0.5$  до  $100 \text{ ТВт/см}^2$  с водяными каплями диаметром 3 мкм и 30 мкм. Особенности взаимодействия для капель разного диаметра во многом схожи, отличия определяются значительным увеличением усиления поля внутри капли большого размера.

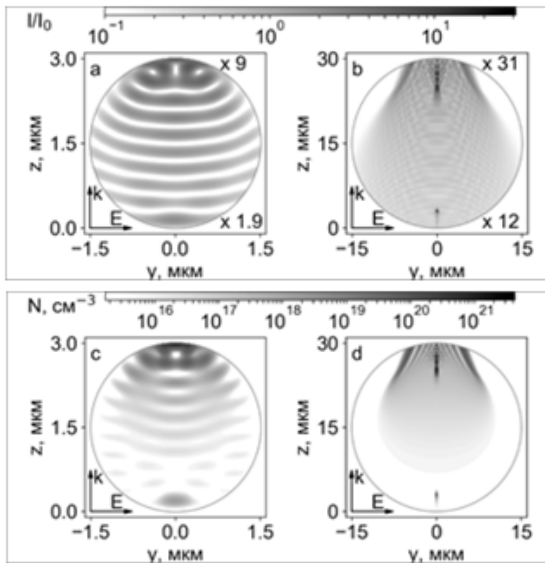
Если поле падающей волны меньше порога пробоя воды, соответствующего примерно  $10 \text{ ТВт/см}^2$ , то внутри капли формируется плазменная структура с двумя ярко выраженными максимумами, см. рис. 7. Плотность плазмы в

**Рис. 6.** Усиление амплитуды 10 фс лазерного импульса в зависимости от плотности газа с учетом и без учета столкновений



максимумах может значительно превышать критическое значение, а плотность поглощенной энергии в максимумах может превышать  $10 \text{ кДж/см}^3$ . Интегрально может поглощаться до 80–90% энергии лазерного импульса. Такое значительное поглощение может приводить к заметному уменьшению интенсивности по сравнению с линейным случаем. При интенсивности падающего излучения больше порога пробоя воды, значительная ионизация может наблюдаться уже на освещенной границе капли. Это приводит к усилению отражения от освещенной границы и уменьшению интегрального поглощения, однако, локально на самой границе плотность поглощенной энергии может достигать  $100 \text{ кДж/см}^3$ .

Для 30 мкм капли на осциллограммах рассеянного излучения хорошо различимы компоненты излучения, соответствующие разному количеству переотражений внутри капли, см. рис. 8. При малых интенсивностях видны три хорошо различимых пика, а спектр практически не модифицирован. При повышении интенсивности до величин порядка порога пробоя воды первая компонента, соответствующая отражению от освещенной границы, практически не меняется, а две других компоненты искажаются из-за ионизации и поглощения в образующейся плазме. В спектре появляются компоненты, соответствующие ионизационному изменению частоты, до 10–20% от частоты падающего излучения. При дальнейшем увеличении интенсивности остается только компонента, отраженная от границы. Из-за отражения от плотной плазмы, формирующейся на границе, ее амплитуда резко возрастает. Спектр

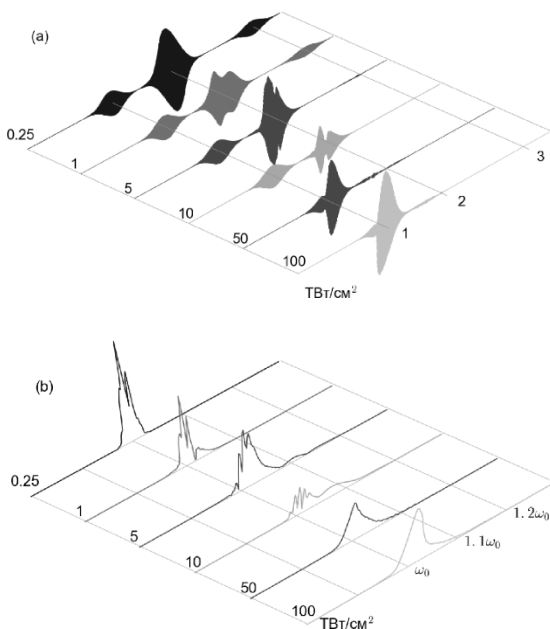


**Рис. 7.** Максимальные (*a, b*) интенсивность, нормированная на интенсивность падающей волны, и (*c, d*) плотность электронов после взаимодействия 70 фс лазерного импульса интенсивностью  $1 \text{ ТВт/см}^2$  с (*a, c*) 3 мкм, (*b, d*) 30 мкм водяной каплей



остается незначительно возмущенным, т.к. излучение слабо проникает внутрь капли, а проникшая часть практически полностью поглощается внутри.

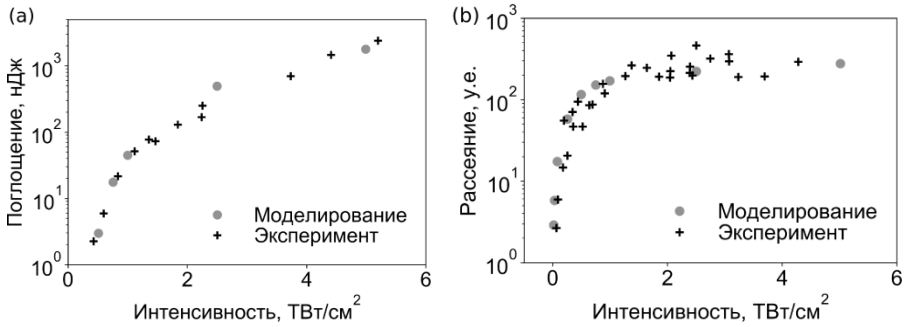
**Рис. 8.** Осциллограмма (а) и спектр импульса (b), рассеянного назад, для 30 мкм капли и различных интенсивностей лазерного импульса. Амплитуда нормирована на амплитуду падающего импульса



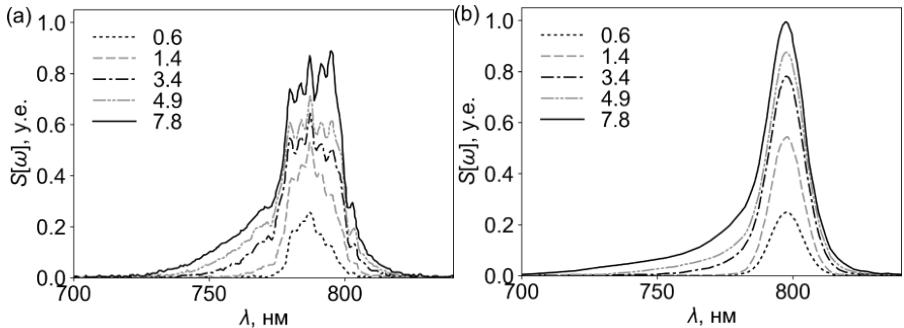
**В параграфе 3.4** приводится сравнение численного моделирования с результатами эксперимента, проведенного группой А. Н. Степанова в ИПФ РАН.

**В параграфе 3.4.1** приводится описание экспериментальных установок, на которых проводилось исследование по взаимодействию лазерного излучения с одиночными каплями и аэрозолями. **В параграфе 3.4.2** демонстрируется разрушение одиночной 25 мкм водяной капли. Полученные в эксперименте фотографии разлета водяной капли после взаимодействия 70 фс лазерного импульса интенсивностью 0.2–8 ТВт/см<sup>2</sup> с каплей подтверждают структуру поглощения в виде двух фокусов в случае умеренных интенсивностей. **В параграфе 3.4.3** демонстрируется хорошее соответствие интегральных характеристик, таких как энергия, рассеянная назад, и поглощение внутри капли с экспериментальными данными, см. рис. 9. **В параграфе 3.4.4** показано хорошее совпадение теоретического и экспериментального спектров излучения, рассеянного назад, для одиночной водяной капли. **В параграфе 3.4.5** обсуждается взаимодействие 70 фс лазерного импульса интенсивностью 0.2–8 ТВт/см<sup>2</sup> с аэрозолем со средним размером частицы 3 мкм. Для сравнения результатов численного моделирования использовались результаты для одиночной 3 мкм капли в предположении плавной зависимости свойств рассеян-

ного излучения от размера капли. Сравнение спектров рассеянного излучения, а также энергии рассеянного излучения в зависимости от интенсивности лазерного импульса показывает хорошее совпадение результатов, см. рис. 10, что говорит об адекватности используемой самосогласованной модели. Результаты третьей главы опубликованы в статьях [A4, A5].



**Рис. 9.** Энергия акустических волн, измеренная микрофоном, (крестики) в сравнении с поглощенной энергией из численного моделирования (точки) (a). Энергия, рассеянная назад, измеренная экспериментально (крестики) и полученная в численном моделировании (точки) для одиночной 30 мкм водяной капли (b).



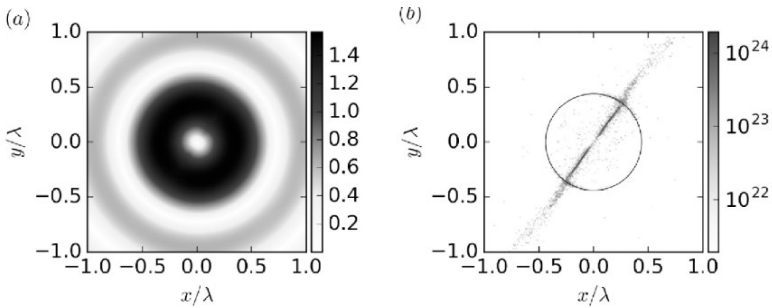
**Рис. 10.** Спектры излучения, рассеянного назад от аэрозоля, в зависимости от интенсивности лазерного импульса (ТВт/см<sup>2</sup>): (a) эксперимент, (b) численное моделирование

**В четвертой главе** исследуются нелинейные режимы динамики электрон-позитронной плазмы в предельно сфокусированном поле волны дипольной конфигурации электрического типа мультипетаваттной мощности. Для детального исследования различных нелинейных режимов проведено моделирование взаимодействия дипольной волны электрического типа с плазменными мишенями в диапазоне мощностей от порога развития самоподдерживающегося каскада 7 до 30 ПВт. **В параграфе 4.1** приводятся основные уравнения для самосогласованного моделирования взаимодействия лазерного из-

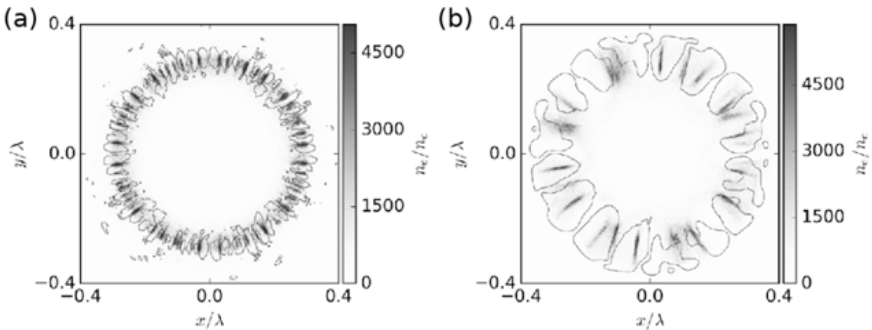
лучения такой интенсивности с плазменными мишенями с учетом квантово-электродинамических (КЭД) эффектов, а также описывается метод частиц в ячейках, применяемый для численного моделирования. Обсуждается структура поля сходящейся дипольной волны электрического типа, а также механизм развития линейной стадии КЭД каскада.

**В параграфе 4.2** детально исследуется нелинейный режим, реализуемый при мощностях падающего излучения в диапазоне 7–20 ПВт. На основе анализа временной динамики, показано, что процесс развития пробоя в поле дипольной волны можно разбить на несколько стадий. На первой стадии происходит сжатие плазменной мишени и установление стоячей структуры поля, в фокусе волны достигается интенсивность на уровне  $10^{24}$ – $10^{25}$  Вт/см<sup>2</sup>. Цель мишени на данной стадии – обеспечить необходимую затравку для развития КЭД каскада. В этом случае происходит развитие линейной стадии КЭД каскада в поле дипольной волны, хорошо изученное в работах [34, 37]. При достижении плотностью плазмы критического значения наступает нелинейный режим взаимодействия, и поле в фокусе волны вследствие поглощения в плотной плазме начинает уменьшаться, за счет чего уменьшается и темп развития каскада. Когда скорость роста каскада сравнивается с плазменной частотой, наступает стадия развития токовой неустойчивости. Эта неустойчивость приводит к расслоению изначально симметричного по углу  $\phi$  распределения и формированию устойчивого распределения в виде двух токовых слоев лежащих под углом  $\pi$  друг к другу, см. рис. 11. Показано, что частицы стремятся к узлу возникающего радиального магнитного поля  $B_r$ , что ведет к формированию предельно тонкого плазменного распределения. Численное моделирование не позволяет разрешить истинный масштаб токового слоя, что может свидетельствовать о том, что может наблюдаться неограниченное сжатие в плоские плазменные слои. Для лучшего понимания физических механизмов возникновения токовой неустойчивости рассмотрен упрощенный двумерный случай: взаимодействие цилиндрической волны электрического типа с плазмой, распределенной внутри кольца. В численном моделировании продемонстрировано развитие неустойчивости в данной геометрии, см. рис. 12. Неустойчивость вызывается появлением радиального магнитного поля  $B_r$ , отсутствующего в идеальной дипольной волне. Заряженные частицы выталкиваются в узлы поля  $B_r$ , что ведет к росту тока и, как следствие, магнитного поля. На основе простой модели неустойчивости, базирующейся на гидродинамическом описании плазмы совместно с уравнениями Максвелла для электромагнитного поля, показано, что развитие токовой неустойчивости происходит с показателем  $\omega_p/\gamma$ , где  $\omega_p = \sqrt{8\pi e^2 N/m}$  – плазменная частота с учетом равного вклада электронов и позитронов,  $\gamma$  – средний Лоренц-фактор заряженных частиц. В численном моделировании показано, что поле волны стабилизируется на уровне вблизи порога возникновения каскада, а эффективность поглощения достигает 60%. При этом значительная часть поглощенной энергии (до 90%) переизлучается в виде гамма фотонов с максимальной

ной энергией порядка 0.9 ГэВ, слабо зависящей от мощности волны. Плотность электрон-позитронной плазмы достигает  $10^{25} \text{ см}^{-3}$ , и в ней генерируются токи порядка десятков мегаампер.



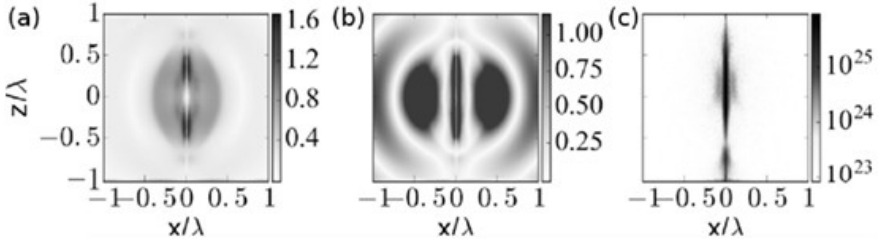
**Рис. 11.** Структура стационарных состояний в дипольной волне мощностью 8 ПВт в плоскости  $z = 0$ : (a) магнитное поле; (b) плотность электрон-позитронной плазмы



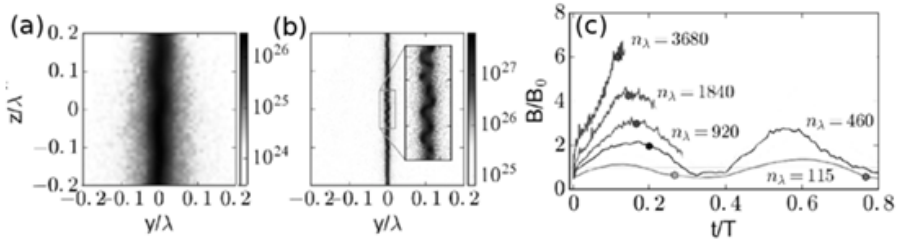
**Рис. 12.** Развитие токовой неустойчивости в цилиндрической волне, градиентами серого изображена плотность электрон-позитронной плазмы, линиями – линии уровня компоненты  $B_r$ .

В параграфе 4.3 показано, что при превышении пороговой мощности примерно 20 ПВт максимальные плотность электрон-позитронной плазмы, магнитное поле, энергия фотонов и заряженных частиц, полный ток существенно меняются. Смена нелинейного режима взаимодействия объясняется тем, что формирующийся значительный приосевой ток приводит к возникновению магнитного поля, сравнимого по величине с полем волны. Под действием данного поля происходит самосжатие плазменной колонны до размеров, сравнимых с несколькими ячейками сетки в численном моделировании, см. рис. 13. На основании многомасштабного численного моделирования показано, что подобное поведение наблюдается при увеличении пространственного и временного разрешения больше чем на порядок. Увеличение разрешения

численного моделирования приводит к монотонному уменьшению размеров плазменной колонны, позволяя достичь плотностей  $10^{28} \text{ см}^{-3}$  и магнитного поля до  $1/20$  от величины швингеровского поля, см. рис. 14. Показано, что характерная энергия частиц меньше 1 ГэВ, а также продемонстрированы типичные траектории заряженных частиц, формирующих пинч.



**Рис. 13.** Структура пинчевания электрон-позитронной плазмы в поле дипольной волны электрического типа мощностью 27 ПВт в плоскости  $y = 0$ : (a) электрическое поле, (b) магнитное поле, (c) плотность электрон-позитронной плазмы ( $\text{см}^{-3}$ ). Поля нормированы на вакуумное поле волны



**Рис. 14.** Распределение плотности электрон-позитронной плазмы ( $\text{см}^{-3}$ ) в момент пинчевания для различного числа точек на длину волны  $n_\lambda$  115 (a), 1840 (b). Магнитное поле, нормированное на амплитуду магнитного поля волны, в зависимости от времени для различного числа точек на длину волны  $n_\lambda$  (c)

**В параграфе 4.4** обсуждается возможная экспериментальная проверка существования описанных режимов. Структура дипольной волны может быть моделирована с помощью некоторого числа лазерных пучков, размещенных в один или два пояса, а в качестве мишени могут быть использованы как мишени низкой плотности, так и нанопроволоки или наностержни с твердотельной плотностью.

Результаты четвертой главы опубликованы в статьях [A6, A7].

## ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ РАБОТЫ

1. Продемонстрирован эффект формирования регулярных мелкомасштабных плазменных неоднородностей при распространении лазерных импульсов в плотном газе в условиях прямой полевой ионизации. Данный эффект объясняется усилением модуляции сильнофокусированного поля вблизи фокуса вследствие резкой зависимости вероятности ионизации от величины поля. Показано, что при укорочении лазерных импульсов ионизационная динамика становится нерегулярной, что объясняется заметным уширением спектра и индивидуальной фокусировкой каждой спектральной компоненты. Продемонстрировано, что при высокой плотности газа ионизационная динамика существенно зависит от поляризации лазерного импульса, что связано с эффектом плазменного резонанса в случае ТМ-поляризации лазерных импульсов.

2. Определены параметры фокусировки, при которых распределение плазмы становится неоднородным. Показано, что при укорочении импульсов характерный угол фокусировки уменьшается; так для формирования неоднородной структуры плазмы для импульсов длительностью порядка 100 фс характерное значение F-number фокусирующей системы должно быть меньше 0,9, а для импульсов длительностью 25 фс – меньше 1.5.

3. На основе анализа линейного и нелинейного режимов вынужденного ионизационного рассеяния показано, что развитие быстрой неустойчивости при распространении сфокусированных фемтосекундных лазерных импульсов в плотном газе может приводить к формированию сильно модулированного распределения концентрации электронов и рассеянию заметной доли энергии лазерных импульсов. Получены угловые и спектральные характеристики рассеянного излучения. Показано, что доля рассеиваемой энергии максимальна при обратном рассеянии и может достигать 30% в обоих случаях ТЕ- и ТМ-поляризации лазерного импульса, однако при углах распространения волны возмущения к направлению распространения лазерного импульса, близких к  $\pi/2$ , рассеяние полностью подавляется для ТМ-поляризации. Показано, что в качестве затравки для развития неустойчивости может выступать как электромагнитная волна малой амплитуды, так и модуляция плотности газа.

4. Предложен метод усиления ультракоротких лазерных импульсов, основанный на эффекте вынужденного ионизационного рассеяния. Продемонстрировано трехкратное усиление 10 фс лазерного импульса по амплитуде.

5. Предложена самосогласованная модель пробоя одиночной водяной капли фемтосекундным лазерным импульсом тераваттного уровня мощности. На основе предложенной модели для капель диаметром от 1 до 30 мкм показано, что возникающая в результате резкой фокусировки на сферической границе ионизация приводит к высокой локализации поглощения лазерной энергии внутри капли. При пробое в объеме капли и на ее поверхности плотность

поглощенной энергии может достигать  $100 \text{ кДж/см}^3$ . Корректность предложенной модели подтверждена сравнением теоретически рассчитанных спектров рассеянного назад излучения, величин рассеянной и поглощенной лазерной энергии внутри капли с результатами экспериментов по взаимодействию лазерного излучения с одиночной водяной каплей и аэрозолем.

6. Показано существование двух принципиально различных режимов динамики плотной электрон-позитронной плазмы, формирующейся в результате квантово-электродинамического каскада, в случае предельной фокусировки лазерного излучения мультиметтаваттного уровня мощности в виде сходящейся волны дипольной конфигурации в зависимости от мощности падающего излучения. При мощности лазерного излучения меньше 20 ПВт в результате азимутального токового расслоения формируется структура электрон-позитронной плазмы, представляющая собой плазменные слои, расположенные под углом  $\pi$  друг к другу. При мощности превышающей 20 ПВт, в результате токовой контракции возможно пинчевание электрон-позитронной плазмы, приводящее к достижению плотностью электрон-позитронной плазмы величины  $10^{28} \text{ см}^{-3}$ , а магнитное поле может превышать поле волны в 7 раз.

#### Работы, содержащие основные результаты диссертации

- A1. *Efimenko E. S., Kim A. V., Quiroga-Teixeiro M.* Ionization-induced small-scaled plasma structures in tightly focused ultrashort laser pulses // *Phys. Rev. Lett.* — 2009. — Jan. — Vol. 102. — P. 015002.
- A2. *Efimenko E. S., Kim A. V., Quiroga-Teixeiro M.* Ionization-induced dynamics of laser-matter interaction in a focused laser pulse: A comparative analysis // *Phys. Plasmas.* — 2011. — Vol. 18, no. 3. — P. 032107.
- A3. *Efimenko E. S., Kim A. V.* Strongly coupled regime of ionization-induced scattering in ultrashort laser-matter interactions // *Phys. Rev. E.* — 2011. — Sep. — Vol. 84. — P. 036408.
- A4. Femtosecond laser pulse-induced breakdown of a single water microdroplet / *E.S. Efimenko, Yu.A. Malkov, A.A. Murzanev, A.N. Stepanov* // *J. Opt. Soc. Am. B.* — 2014. — Mar. — Vol. 31, no. 3. — P. 534—541.
- A5. Scattering of intense femtosecond laser radiation at water aerosol in backward direction / *E. S. Efimenko, Yu. A. Malkov, A. A. Murzanev, A. N. Stepanov* // *Appl. Phys. B.* — 2015. — Vol. 121, no. 4. — P. 483—488.
- A6. Extreme plasma states in laser-governed vacuum breakdown / *E.S. Efimenko, A.V. Bashinov, S.I. Bastrakov et al.* // *Sci. Rep.* — 2018. — February. — Vol. 8, no. 1. — P. 2329.
- A7. Laser-driven plasma pinching in  $e^-e^+$  cascade / *E. S. Efimenko, A. V. Bashinov, A. A. Gonoskov et al.* // *Phys. Rev. E.* — 2019. — Mar. — Vol. 99. — P. 031201.

- A8. *Efimenko E. S., Kim A. V.* Ionization-induced dynamics of laser-matter interaction in a tightly focused laser pulse // PIRS Proceedings. — 2009. — P. 1608—1612.
- A9. *Efimenko E. S., Kim A. V., Quiroga-Teixeiro M.* Ionization-induced dynamics of ultrashort laser pulses focused in a dense gas // Proc. SPIE. — 2009. — P. 75010L.
- A10. *E.S. Efimenko* Ionization dynamics of a tightly focused ultrashort laser pulse in dense media // Technical program of International Conference "Laser Optics 2008". — 2008. — P. 44.
- A11. *Ефименко Е.С., Ким А.В.* Вынужденное ионизационное рассеяние ультракоротких лазерных импульсов // Сборник трудов конференции молодых ученых «Нелинейные волны-2008». — 2008. — С. 53.
- A12. *Ефименко Е.С., Ким А.В.* Формирование мелкомасштабных плазменных неоднородностей при распространении сильнофокусированных лазерных импульсов в газе // Труды 14-й Нижегородской сессии молодых ученых. — 2009.
- A13. *Efimenko E.* Ionization dynamics of a femtosecond pulse tightly focused in gas // Proc. of Russian-French-German Laser Symposium-2009. — 2009.
- A14. *Ефименко Е.С.* Ионизационная динамика фемтосекундных лазерных импульсов сфокусированных в плотном газе // Сборник трудов конференции молодых ученых «Нелинейные волны-2010». — 2010. — С. 36—37.
- A15. *Efimenko E.* Ionization-induced scattering of femtosecond laser pulse focused in dense gas // Proc. of 4th International Conference "Frontiers of Nonlinear Physics". — 2010. — P. 161—162.
- A16. Femtosecond laser pulse breakdown of a single water microdroplet / *E.S. Efimenko, A.A. Murzanev, Yu.A. Malkov, A.N. Stepanov* // Proc. of PIRS-2013. — 2013. — P. 375.
- A17. Generation of GeV photons in ART regime in the ultra-intense e-dipole laser fields / *E. Efimenko, A. Bashinov, A. Gonoskov et al.* // Proc. of International Conference "Nonlinear Wave Physics — 2014". — 2014. — P. 206—207.
- A18. Ultra-bright source of GeV photons based on anomalous radiative trapping in the ultra-intense e-dipole laser fields / *E. Efimenko, A. Bashinov, A. Gonoskov et al.* // Book of abstracts of International Conference on Ultrahigh Intensity Lasers 2014. — 2014. — P. 113.
- A19. QED cascades and  $e^-e^+$  plasma dynamics in a multipetawatt converging e-dipole laser wave / *E.S. Efimenko, A.V. Bashinov, A.A. Gonoskov et al.* // Сборник трудов конференции молодых ученых «Нелинейные волны-2016». — 2016. — С. 179.
- A20. Extreme states of electron-positron plasma in multi-petawatt laser fields / *E. Efimenko, A. Bashinov, A. Gonoskov et al.* // Abstracts of the 59th APS Division of Plasma Physics Meeting. — 2017. — P. NM9.006.



- A21. Extreme states of electron-positron-pair plasma produced by ultrarelativistic laser fields / *E. Efimenko, A. Bashinov, A. Gonoskov et al.* // Book of abstracts of 26th Annual International Laser Physics Workshop (LPHYS-2017). — 2017. — P. S2&9.1.4.
- A22. Particle trajectory analysis of qed pair plasma interaction with petawatt level lasers / *E.S. Efimenko, A.V. Bashinov, A.A. Muraviev, A.V. Kim* // Abstract book of International Conference on Ultrafast Optical Science (Ultrafastlight-2018). — 2018. — P. 12.
- A23. *Ефименко Е., Мурзанев А.* Ионизация и взрыв сферической капли воды в воздухе фемтосекундным лазерным излучением при интенсивностях, характерных для филаментации лазерного излучения // Сборник трудов X международной конференции «Фундаментальные проблемы оптики - 2018». — 2018. — С. 23.
- A24. *Efimenko E., Kim A.* Towards extreme states of electron-positron pair plasma through QED cascading // Book of abstracts of 28th Annual International Laser Physics Workshop (LPHYS-2019). — 2019. — P. S9.7.3. 158
- A25. Plasma collapse in electron-positron pair generation by extreme laser fields / *E.S. Efimenko, A.V. Bashinov, A.A. Muraviev, A.V. Kim* // Book of abstracts of International Conference on Ultrafast Optical Science (Ultrafast light-2019). — 2019. — P. 23.

### Цитированная литература

1. *Strickland D., Mourou G.* Compression of amplified chirped optical pulses // *Optics Communications*. — 1985. — Vol. 56. — P. 219 – 221.
2. <http://www.lcf.institutoptique.fr/lcf-en/Research-groups/Lasers/Research-Topics/Apollon-10-PW-facility>.
3. <http://www.clf.stfc.ac.uk/CLF/Facilities/Vulcan/>.
4. White-light filaments for atmospheric analysis / *J. Kasparian, M. Rodriguez, G. M'ejean et al.* // *Science*. — 2003. — Vol. 301. — P. 61–64.
5. Laser spectroscopy for atmospheric and environmental sensing / *Marc Fiddler, Israel Begashaw, Matthew Mickens, Ph.D. et al.* // *Sensors* (Basel, Switzerland). — 2009. — Vol. 9. — P. 10447–512.
6. *Nagler B.* Tabletop x-ray lasers // *Nature Photonics*. — 2012. — Vol. 6. — P. 719.
7. Attosecond control of electronic processes by intense light fields / *A. Baltuska, Th. Udem, M. Uiberacker et al.* // *Nature*. — 2003. — Vol. 421. — P. 611.
8. *Gildenburg V. B., Vvedenskii N. V.* Optical-to-thz wave conversion via excitation of plasma oscillations in the tunneling-ionization process // *Phys. Rev. Lett.* — 2007. — Vol. 98. — P. 245002.
9. Fast ignition realization experiment with high-contrast kilo-joule petawatt lfex laser and strong external magnetic field / *Shinsuke Fujioka, Yasunobu Arikawa, Sadaoki Kojima et al.* // *Physics of Plasmas*. — 2016. — Vol. 23. — P. 056308.

10. *Norreys P. A.* Laser-driven particle acceleration // *Nature Photonics*. – 2009. – Vol. 3. – P. 423.
11. Relativistic laser-matter interaction and relativistic laboratory astrophysics / *Bulanov, S. V., Esirkepov, T. Zh., Habs, D. et al.* // *Eur. Phys. J. D*. – 2009. – Vol. 55. – P. 483.
12. Делоне Н., Крайнов В. Атом в сильном световом поле. — Москва: «Энергоатомиздат», 1984.
13. *Brabec T., Krausz F.* Intense few-cycle laser fields: Frontiers of nonlinear optics // *Rev. Mod. Phys.* — 2000. – Vol. 72. – P. 545–591.
14. *Yablonovitch E.* Self-phase modulation and short-pulse generation from laser-breakdown plasmas // *Phys. Rev. A*. – 1974. – Vol. 10. – P. 1888–1895.
15. *Brunel F.* Harmonic generation due to plasma effects in a gas undergoing multiphoton ionization in the high-intensity limit // *J. Opt. Soc. Am. B*. – 1990. – Vol. 7, – P. 521–526.
16. Self-channeling of high-peak-power femtosecond laser pulses in air / *A. Braun, G. Korn, X. Liu et al.* // *Opt. Lett.* – 1995. – Vol. 20. – P. 73–75.
17. UV-supercontinuum generated by femtosecond pulse filamentation in air: Meter-range experiments versus numerical simulations / *G. M'ejan, J. Kasparian, J. Yu et al.* // *Applied Physics B*. – 2006. – Vol. 82. – P. 341–345.
18. *Gabel C.* Femtosecond lasers in biology: nanoscale surgery with ultrafast optics // *Contemporary Physics*. – 2008. – Vol. 49. – P. 391–411.
19. *Gattass R. R., Mazur E.* Femtosecond laser micromachining in transparent materials // *Nature Photonics*. – 2008. – Vol. 2. – P. 219–225.
20. Tight focusing of laser beams in a  $\lambda/2$ -microcavity / *D. Khoptyar, R. Gutbrod, A. Chizhik et al.* // *Opt. Express*. – 2008. – Vol. 16. – P. 9907–9917.
21. Гильденбург В.Б., Кум А.В. Ионизационные неустойчивости электромагнитной волны // *ЖЭТФ*. – 1978. – Т. 74. – С. 141.
22. Photonic jet lens / *Sylvain Lecler, Stephane Perrin, Audrey Leong-Hoi, Paul Montgomery* // *Scientific Reports*. – 2019. – 03. – Vol. 9. – P. 4725.
23. *Kasparian J., Wolf J.-P.* Physics and applications of atmospheric nonlinear optics and filamentation // *Opt. Express*. – 2008. – Jan. – Vol. 16. – P. 466–493.
24. *Silaeva E., Shlenov S., Kandidov V.* Multifilamentation of high-power femtosecond laser pulse in turbulent atmosphere with aerosol // *Applied Physics B*. – 2010. – Vol. 101. – P. 393–401.
25. *Zemlyanov A., Geints Y.* Aerosol scattering of supercontinuum radiation formed upon femtosecond laser pulse filamentation in the atmosphere // *Optics Communications*. – 2007. – Vol. 270. – P. 47–50.
26. Lasing droplets: highlighting the liquid-air interface by laser emission / *Shi-Xiong Qian, Judith B Snow, Huey-Ming Tzeng, Richard K Chang* // *Science*. – 1986. – Vol. 231. – P. 486–488.
27. *Mourou G., Tajima T., Bulanov S.* Optics in the relativistic regime // *Rev. Mod. Phys.* — 2006. – Vol. 78. – P. 309–371.

28. Relativistic generation of isolated attosecond pulses in a  $\lambda^3$  focal volume / *N. M. Naumova, J. A. Nees, I. V. Sokolov et al.* // Phys. Rev. Lett. – 2004. – Vol. 92. – P. 063902.
29. *Tajima T., Mourou G.* Zettawatt-exawatt lasers and their applications in ultrastrong-field physics // Phys. Rev. ST Accel. Beams. – 2002. – Vol. 5. – P. 031301.
30. <http://www.eli-laser.eu>.
31. <http://www.xcels.iapas.ru>.
32. *Bell A. R., Kirk J. G.* Possibility of prolific pair production with high-power lasers // Phys. Rev. Lett. — 2008. — Nov. — Vol. 101. — P. 200403.
33. Optimized multibeam configuration for observation of qed cascades / *E. G. Gelfer, A. A. Mironov, A. M. Fedotov et al.* // Phys. Rev. A. – 2015. – Vol. 92. – P. 022113.
34. Ultrabright gev photon source via controlled electromagnetic cascades in laser-dipole waves / *A. Gonoskov, A. Bashinov, S. Bastrakov et al.* // Phys. Rev. X. – 2017. – Vol. 7. – P. 041003.
35. Experiments and simulations of tunnel-ionized plasmas / *W. P. Leemans, C. E. Clayton, W. B. Mori et al.* // Phys. Rev. A. – 1992. – Vol. 46. – P. 1091–1105.
36. *Gil'denburg V. B., Litvak A. G., Zharova N. A.* Microfilamentation in optical-field-induced ionization process // Phys. Rev. Lett. – 1997. – Vol. 78. – P. 2968–2971.
37. Towards attosecond-scale highly directed GeV gamma-ray sources with multipetawatt-class lasers / *A.V. Bashinov, E.S. Efimenko, A.A. Gonoskov et al.* // Journal of Optics. – 2017. – Vol. 19. – P. 114012.

**ЕФИМЕНКО Евгений Сергеевич**

**САМОСОГЛАСОВАННЫЕ НЕЛИНЕЙНЫЕ ЭФФЕКТЫ  
ПРИ ИОНИЗАЦИИ ВЕЩЕСТВА И ВАКУУМА  
СИЛЬНОСФОКУСИРОВАННЫМИ  
ФЕМТОСЕКУНДНЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ**

Автореферат

Подписано к печати 5.10.2020 г.  
Формат  $60 \times 90 \frac{1}{16}$ . Усл. печ. л. 1,75.  
Тираж 100 экз. Заказ № 38(2020).

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