

Федеральное государственное бюджетное научное учреждение
«Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики
Российской академии наук»
(ИПФ РАН)

На правах рукописи

Ефименко Евгений Сергеевич

**Самосогласованные нелинейные эффекты
при ионизации вещества и вакуума
сильносфокусированными фемтосекундными
лазерными импульсами**

01.04.21 – лазерная физика

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
кандидат физико-математических наук
Ким Аркадий Валентинович

Нижний Новгород – 2020

Оглавление

Введение	4
Обзор литературы	15
1. Ионизация в сверхсильном поле	15
2. Нелинейные эффекты в ионизирующейся плазме	26
3. Взаимодействие лазерного излучения с одиночными водяными каплями и аэрозолями	29
4. Квантово-электродинамические каскады и динамика электрон- позитронной плазмы	32
Глава 1. Ионизационная динамика сильносфокусированных фем- тосекундных лазерных импульсов	37
1.1. Постановка задачи	38
1.2. Динамика поля при резкой фокусировке лазерного излучения .	41
1.3. Ионизационная динамика ТЕ-поляризованных лазерных им- пульсов в зависимости от угла фокусировки	45
1.4. Особенности ионизационной динамики при резкой фокусиров- ке лазерных импульсов	48
1.5. Особенности ионизационной динамики ТМ-поляризованных ла- зерных импульсов	54
1.6. Влияние соударений и керровской нелинейности на ионизаци- онную динамику лазерных импульсов	58
1.7. Выводы к первой главе	63
Глава 2. Вынужденное ионизационное рассеяние фемтосекунд- ных лазерных импульсов	64
2.1. Постановка задачи	64

2.2.	Линейный режим вынужденного ионизационного рассеяния . . .	66
2.3.	Нелинейный режим вынужденного ионизационного рассеяния .	73
2.4.	Усиление фемтосекундных лазерных импульсов	84
2.5.	Выводы ко второй главе	90
Глава 3. Взаимодействие фемтосекундного лазерного излу-		
чения с одиночной водяной каплей и аэрозолем		
3.1.	Постановка задачи	92
3.2.	Фокусировка лазерного излучения сферическими частицами . .	97
3.3.	Взаимодействие фемтосекундного лазерного импульса с оди- ночной водяной каплей	99
3.4.	Эксперимент по взаимодействию фемтосекундного лазерного импульса с одиночной каплей и аэрозолем	108
3.5.	Выводы к третьей главе	117
Глава 4. Динамика вакуумного пробоя в полях лазерных си-		
стем петаваттного класса		
4.1.	Постановка задачи	119
4.2.	Квазистационарные состояния электрон-позитронной плазмы в поле дипольной волны	127
4.3.	Пинчевание электрон-позитронной плазмы	142
4.4.	Замечания по возможной экспериментальной реализации	152
4.5.	Выводы к четвертой главе	156
Заключение		158
Список литературы		161
Работы, содержащие основные результаты диссертации		161
Цитированная литература		164

Введение

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/см², даже на лазерных установках тераваттного уровня мощности, а для самых мощных установок интенсивность может достигать значений 10^{22} Вт/см² [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 атом-

ное 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, важное 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 ди-

намику 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 взаимо-

действия излучения с плазмой в λ^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 откроет 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 мультипетаваттного уровня мощности с плазменными мишенями.

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 мультипетаваттного уровня мощности.

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 сильносфокусированного 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 мощно-

сти. 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 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 мультитераваттного 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 π 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} 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 микрогабаритная водяная капля может использоваться как нелинейный зонд для детектирования структуры полей, например, вблизи лазерных филаментов. Детектирование 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.

На защиту выносятся следующие положения:

1. При резкой фокусировке ($F\text{-number} \lesssim 1$) 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 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 π друг к другу. При мощности, превышающей 20 ПВт, в результате токовой контракции возможно пинчевание электрон-позитронной плазмы, в результате которого плотность электрон-позитронной плазмы может достигать значения 10^{28} см^{-3} , а магнитное поле может превысить поле падающей волны в 7 раз.

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” (Нижний Новгород, 2008, 2010, 2016), 14-ой нижегородской сессии молодых учёных (Нижний Новгород, 2008), международных конференциях Laser Optics (Санкт-Петербург, 2008), Russian-French-German Laser Symposium (Нижний Новгород, 2009), Progress In Electromagnetics Research Symposium (Москва, 2009, Швеция, 2013), Ultrafast and Nonlinear Optics (Болгария, 2009), Frontiers of Nonlinear Physics (Нижний Новгород – Санкт-Петербург, 2010), Nonlinear Wave Physics (Нижний Новгород – Казань, 2014), 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).

Публикации. 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. Экспериментальная часть в третьей главе выполнена группой А.Н. Степанова из ИПФ РАН.

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.

Обзор литературы

1. Ионизация в сверхсильном поле

1.1. Теория Келдыша

Вскоре после изобретения лазера с модуляцией добротности в 1963 году было обнаружено, что лазер может производить пробой воздуха [35]. Это открытие породило новую эру лазерной физики, связанную с изучением динамики лазерного излучения в среде в условиях ионизации. В 1964 году Келдыш опубликовал свою работу [36], в которой развил теорию ионизации атома в сильном лазерном поле. В этой работе на основе решения нестационарного уравнения Шредингера был рассмотрен процесс отрыва электрона от короткодействующего потенциала, причем электрон, вырванный из атома, считался свободным. Без учета предэкспоненты вероятность ионизации для случая линейной поляризации $\mathbf{E}(t) = \mathbf{E} \sin \omega t$ не зависит от вида атомарного потенциала и имеет следующий вид

$$w \sim \exp \left\{ -\frac{2I_p}{\omega} \left[\left(1 + \frac{1}{2\gamma^2} \right) \operatorname{arcsch} \gamma - \frac{\sqrt{1 + \gamma^2}}{2\gamma} \right] \right\}, \quad (1)$$

где I_p — потенциал ионизации, а E и ω амплитуда напряженности и частота поля, соответственно. Решение этой задачи получено в виде зависимости вероятности ионизации от параметра Келдыша (или параметра адиабатичности в англоязычной литературе)

$$\gamma = \frac{\omega \sqrt{2m_e I_p}}{eE}, \quad (2)$$

где m_e и e — масса и заряд электрона соответственно.

В работе [36] приводится также вычисление предэкспоненциального фактора для основного состояния водорода, здесь оно не приводится в силу своей громоздкости.

Из соотношения (2) видно, что случай $\gamma \gg 1$ соответствует относительно большой частоте излучения и малой напряженности поля. При этом вероятность ионизации в единицу времени имеет вид

$$w \sim E^{2n} \sim I^n, \quad (3)$$

где I — интенсивность излучения, $n = \langle I/\hbar\omega + 1 \rangle$ — число поглощенных фотонов, а $\langle \cdot \rangle$ означает целую часть числа. Таким образом, при $\gamma \gg 1$ процесс нелинейной ионизации носит многофотонный характер.

В случае же $\gamma \ll 1$ вероятность ионизации имеет вид

$$w \sim \exp \left[-\frac{2}{3E} \right] \quad (4)$$

и представляет собой хорошо известную туннельную экспоненциальную зависимость вероятности ионизации от напряженности поля излучения [37]. Здесь напряженность поля E нормирована на атомное поле $E_a = m_e^2 e^5 / h^4 = 5.1 \times 10^9$ В/см.

1.2. Скорость полевой ионизации в газообразных средах

Для атомарных газов с потенциалом ионизации I_p порядка 10 эВ для высокоинтенсивных ультракоротких лазерных импульсов туннельная ионизация является доминирующим механизмом ионизации даже в видимом диапазоне длин волн [38], тем более это выполняется для более низколежащих уровней с потенциалом ионизации $10^2 - 10^3$ эВ.

Точное решение задачи об ионизации основного состояния водорода статическим полем [37] с учетом усреднения по периоду медленно меняющегося поля дает формулу для предэкспоненты отличную от теории Келдыша

$$w = 4\omega_a \sqrt{\frac{3}{\pi E}} \exp \left[-\frac{2}{3E} \right], \quad (5)$$

что связано с необходимостью учитывать кулоновский потенциал в состояниях непрерывного спектра. Здесь $\omega_a = me^2/h^3 = 4.13 \times 10^{16} \text{ с}^{-1}$ — атомная частота.

Для вычисления вероятности туннельной ионизации в статическом поле широко используется формула Переломова-Попова-Терентьева [39, 40], которая является обобщением вероятности ионизации произвольного уровня атома водорода на различные атомарные или молекулярные системы:

$$w_{PPT}(|E|) = \omega_a \kappa^2 (2l + 1) \frac{(l + m)!}{2^m m! (l - m)!} C_{\kappa l}^2 2^{2n^* - m} F^{m+1-2n^*} \exp \left[-\frac{2}{3F} \right], \quad (6)$$

где $\kappa = \sqrt{I/I_H}$, I — потенциал ионизации рассматриваемого уровня, $I_H = 13.6 \text{ эВ}$ — потенциал ионизации основного состояния водорода, $F = E/\kappa^3 E_a$ — редуцированное электрическое поле, $n^* = Z/\kappa$ — эффективное главное число, Z — заряд атомного ядра, l и m — угловой момент и его проекция на направление электрического поля, $C_{\kappa l}$ — безразмерный асимптотический коэффициент волновой функции на больших расстояниях ($kr \gg 1$). В модели Переломова-Попова-Терентьева (ППТ) используется приближение, согласно которому вблизи ядра влияние лазерного излучения пренебрежимо мало, а движение электрона описывается короткодействующим потенциалом. Вместе с тем на удалении от ядра точно учитывается кулоновское взаимодействие электрона с атомным остатком, существенное для газообразных сред. Потенциал взаимодействия атомного ядра с ионизируемым электроном в модели ППТ является сферически симметричным, что справедливо лишь для водородоподобных атомов. Многие многоатомные молекулы таковыми не являются, что влияет на величину вероятности ионизации. В газообразной среде молекулы беспорядочно ориентированы относительно вектора напряженности электрического поля, что приводит к уменьшению усредненного значения скорости ионизации по сравнению со случаем одиночного атома с таким же потенциалом ионизации. Однако введение эффективного заряда атомно-

го остатка позволяет на основе модели ППТ количественно точно описывать скорость ионизации молекулярных газов.

Часто в экспериментальных работах используется другая формула, полученная Аммосовым, Делоне, Крайновым и широко известная как АДК формула [41]

$$w_{ADK}(|E|) = \omega_a \sqrt{\frac{n^{*3} F D^2}{Z^3 8\pi Z}} \exp\left[-\frac{2Z^3}{3n^{*3}F}\right], D = \left(\frac{4eZ^3}{n^{*4}F}\right)^{n^*}, \quad (7)$$

здесь $e=2.71828\dots$. Следует отметить, что при больших n^* обе модели асимптотически совпадают, а для водородоподобных атомов упрощенная формула выглядит следующим образом

$$w(|\mathbf{E}|) = 4\omega_a \kappa^5 \frac{E_a}{|\mathbf{E}|} \exp\left(-\frac{2\kappa^3 E_a}{3|\mathbf{E}|}\right), \quad (8)$$

причем для атома водорода ($\kappa = 1$) вероятность ионизации совпадает с точным решением для вероятности ионизации основного состояния атома водорода в статическом электрическом поле [37]. Для излучения оптического диапазона частот величина $\gamma = 1$ реализуется при напряженности поля $E \sim 0.1E_a$, т.е. при интенсивности $I \sim 10^{14}$ Вт/см².

Помимо приведенных теорий туннельной ионизации используются и другие модели, сравнение которых приведено в работе [42]. Первоначальное жесткое условие $\gamma \ll 1$ для туннельной ионизации может быть заменено на более мягкое $\gamma < 0.5$ [43].

1.3. Скорость полевой ионизации в конденсированных средах

В данной диссертации исследуется взаимодействие лазерного излучения с водяными каплями, поэтому рассмотрение ограничено данной средой. При теоретическом анализе вода часто рассматривается как аморфный полупроводник с шириной запрещенной зоны $I_p = 6.5$ эВ [44, 45, 46, 47].

Влияние кулоновского взаимодействия свободных электронов и дырок на скорость полевой ионизации в конденсированных средах, в отличие от газообразных, пренебрежимо мало, поэтому для расчета скорости ионизации можно непосредственно использовать формулу Келдыша [36, 48, 49].

В отличие от газов, в которых в процессе ионизации электрон становится свободным, в полупроводнике электрон, переходя из валентной зоны в зону проводимости, становится квази-свободным, в том смысле, что он обладает достаточной кинетической энергией, чтобы преодолеть потенциальный барьер любой из молекул. В случае фемтосекундных импульсов для многофотонной или каскадной ионизации потенциал ионизации I_p заменяется на эффективный потенциал ионизации \tilde{I}_p , учитывающий осцилляторную энергию электрона

$$\tilde{I}_p = I_p + \frac{e^2 E^2}{4\mu\omega^2}, \quad (9)$$

где ω — частота лазерного излучения, I_p — потенциал ионизации электрона, E — амплитуда электрического поля, μ — эффективная масса электрона, $1/\mu = 1/m_e + 1/m_h$, где m_e, m_h — масса электрона и дырки соответственно. Для воды $\mu \simeq 0.5m_e$.

Исходя из распределения Больцмана, при комнатной температуре в зоне проводимости находится пренебрежимо малое количество электронов, поэтому плотность электронов в валентной зоне с учетом двух электронов на молекулу воды равна $N_0 = 6.68 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$ [45, 50, 51]. Вообще говоря, помимо перехода электрона в валентную зону процесс ионизации часто сопровождается диссоциацией молекулы, однако, для простоты модели данный процесс не учитывается. В дальнейшем, с учетом вышесказанного, процессом ионизации называется переход электронов из валентной зоны в зону проводимости, а ширина запрещенной зоны — потенциалом ионизации. Вероятность много-

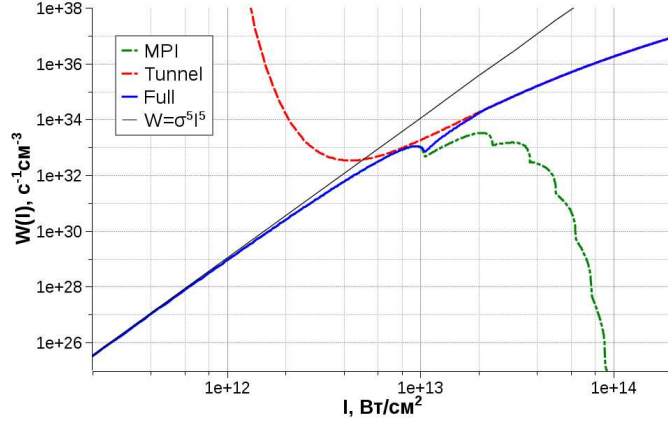


Рис. 1. Вероятность туннельной и многофотонной ионизации, а также полная вероятность ионизации для модели Келдыша, $\gamma = 1$ при интенсивности $\simeq 1.4 \times 10^{13}$ Вт/см². Для сравнения вероятность многофотонной ионизации аппроксимирована степенной зависимостью $W(I) = \sigma_5 I^5 N_m$, $\sigma_5 = 1.7 \times 10^{-54} \text{c}^{-1} (\text{Вт}/\text{см}^2)^{-5}$.

фотонной ионизации при $\gamma \gg 1$ записывается как

$$W_{mpi} = \frac{2}{9\pi} \omega \left(\frac{m\omega}{\hbar} \right)^{3/2} \phi \left(\sqrt{2n - 2 \left(\frac{\tilde{I}_p}{\hbar\omega} \right)} \right) \exp \left[2n \left(1 - \frac{1}{4\gamma^2} \right) \right] \left(\frac{1}{16\gamma^2} \right)^n, \quad (10)$$

здесь ϕ обозначает интеграл Дюсона, $n = \langle \frac{\tilde{I}_p}{\hbar\omega} + 1 \rangle$ — порядок многофотонной ионизации. Отметим, что формула (10) с хорошей точностью аппроксимируется степенной зависимостью

$$W_{mpi}(I) = \sigma_n I^n \sim |E|^{2n}, \quad (11)$$

при надлежащем выборе σ_n . Обычно в экспериментальных работах значения σ_n подбираются для лучшего совпадения теоретических данных с экспериментальными.

Во многих работах, посвященных пробое конденсированных сред, для описания полевой ионизации вещества ограничиваются многофотонной ионизацией [52, 53, 54]. Данный подход оправдан, когда рост интенсивности эффективно ограничивается дифракционной расходимостью и многофотонным поглощением, например, при небольших углах фокусировки лазерного излу-

чения. Между тем, в задачах с резкой геометрией фокусировки, например, в процессе взаимодействия излучения с диэлектрической каплей, возможно формирование областей, в которых значение параметра Келдыша может стать значительно меньше единицы. При этом формула (11) дает сильно завышенные значения вероятности ионизации, вследствие чего необходимо также учитывать туннельный механизм ионизации.

Вероятность туннельной ионизации для $\gamma \ll 1$ может быть записана в виде

$$W_{tun} = \frac{2}{9\pi^2} \frac{I_p}{\hbar} \left(\frac{mI_p}{\hbar^2} \right)^{3/2} \left(\frac{\hbar\omega}{I_p\gamma} \right)^{5/2} \exp \left[-\frac{\pi}{2} \frac{I_p\gamma}{\hbar\omega} \left(1 - \frac{\gamma^2}{8} \right) \right]. \quad (12)$$

В интервале $\gamma \simeq 1$ обычно используется гладкая аппроксимация обеих формул, так как, вообще говоря, в переходной области ни одна из формул не описывает корректно вероятность ионизации [48, 49].

Зависимость вероятности ионизации воды в единицу времени от интенсивности излучения приведена на рисунке 1. Для сравнения вероятность многофотонной ионизации аппроксимирована степенной зависимостью $W(I) = \sigma_5 I^5 N_0$, при этом значение $\sigma_5 = 1.7 \times 10^{-54} \text{с}^{-1} (\text{Вт}/\text{см}^2)^{-5}$.

1.4. Лавинная ионизация

В процессе взаимодействия электроны, образовавшиеся в результате фотоионизации, могут набирать энергию, поглощая фотоны в процессе соударения с тяжелыми частицами. Третья частица (ион или нейтральный атом) необходима для выполнения законов сохранения энергии и момента импульса. В некоторый момент времени кинетическая энергия электрона начинает превышать энергию, необходимую для ионизации атома. Возникающие два свободных электрона с малой кинетической энергией могут набирать энергию аналогичным образом, что приводит к рождению большего числа электронов, возникает каскад электронов. Этот процесс называется лавинной или

каскадной ионизацией. Скорость ионизации в этом случае можно записать в виде

$$\left(\frac{\partial N_e}{\partial t}\right)_{aval} = \alpha(E)N_e, \quad (13)$$

где коэффициент $\alpha(E)$ включает в себя зависимость скорости ионизации от величины электрического поля.

Существует несколько основных подходов для описания лавинной ионизации, которые отличаются зависимостью от электрического поля. Первая модель базируется на двух основных предположениях: 1) распределение электронов по энергиям остается неизменным; 2) как только электрон набирает достаточно энергии для ионизации, он может ионизовать атом и произвести второй холодный электрон [45, 55, 50]. При выполнении этих предположений энергия электронов не превышает некоторой граничной, достаточной для ионизации. Более аккуратно граничную энергию электрона для диэлектрика с параболическими дисперсионными зонами можно записать как [45]

$$I_{cr} = \frac{1 + 2\chi}{1 + \chi} \tilde{I}_p, \quad \chi = m_e/m_h. \quad (14)$$

Для воды $\chi = 1$ и, соответственно, граничная энергия $I_{cr} = 1.5I_p$ [48, 56].

Часто скорость лавинной ионизации вычисляют, используя теорию Друде [45, 50, 57], в этом случае значение коэффициента $\alpha(E)$ дается формулой

$$\alpha(E) = \frac{3e^2}{2cm_e I_{cr}} \frac{\tau}{\omega^2 \tau^2 + 1} E^2, \quad (15)$$

где ω — частота лазерного излучения и n_0 — показатель преломления среды. В работе [55] коэффициент $\alpha(E)$ вычисляется из решения уравнения Фоккер-Планка, однако, зависимость от электрического поля по-прежнему квадратичная.

Во втором подходе, исследователи утверждают, что в больших полях сделанные ранее предположения о распределении электронов по энергии могут

нарушаться [58]. В этом случае вероятность ионизации должна быть оценена на основе модели Торнбера [59]

$$\alpha(E) = \frac{v_s e E}{I_{cr}} \exp\left(-\frac{E_I}{E(1 + E/E_{ph}) + E_{kT}}\right), \quad (16)$$

где E — амплитуда электрического поля, v_s — насыщенное значение дрефтовой скорости, E_I , E_{ph} и E_{kT} — характерные поля, необходимые для преодоления замедляющего действия ионизационного рассеяния, оптических фононов и теплового движения, соответственно. В отличие от предыдущего подхода, асимптотически вероятность ионизации растет линейно с электрическим полем.

Роль лавинной ионизации в фемтосекундном пробое диэлектриков широко обсуждалась в литературе. Некоторые авторы утверждают, что лавинная ионизация является ключевым процессом, определяющим развитие фемтосекундного пробоя [58, 60], кроме того, недавно были открыты новые эффекты, такие как field assisted avalanche [53]. Критики этого подхода утверждают, что и модель Друде, и модель Торнбера в случае фемтосекундного лазерного импульса могут значительно завышать скорость ионизации [61]. В рамках модели Multiple Rate Equations (MRE) [56, 62] сделана попытка дать более адекватное описание процесса лавинной ионизации. Данная модель учитывает не только количество электронов, но и их распределение по энергии, однако основное предположение о том, что максимальная энергия электронов не может превышать потенциал ионизации, сохраняется. Хотя эта модель по-прежнему утверждает, что вероятность ионизации пропорциональна квадрату электрического поля, только самые энергичные электроны дают вклад в рождение новых электронов. В частности, было показано, что классическая модель, основанная на теории Друде, может сильно завышать число рожденных электронов. В работе [48] был представлен детальный анализ лавинной ионизации на основе кинетического уравнения, где было показано, что лавинная иони-

зация играет незначительную роль в фемтосекундном пробое диэлектриков в сравнении с полевой ионизацией.

1.5. Рекомбинация

Электроны могут возвращаться из зоны проводимости в валентную зону, что ведет к уменьшению плотности плазмы

$$\left(\frac{\partial N_e}{\partial t}\right)_{rec} = -\nu_r N_e^2, \quad (17)$$

где ν_r — частота рекомбинации. Скорость рекомбинации пропорциональна квадрату плотности электронов и при больших концентрациях может ограничивать рост концентрации электронов. Локально в условиях резкой фокусировки в конденсированной среде плотность электронов может достичь значений, когда рекомбинацию необходимо учитывать в численном моделировании. Для частоты рекомбинации часто используется эмпирическое значение $\nu_r = 2.0 \times 10^{-9} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ [45, 47].

1.6. Рождение электрон-позитронной плазмы

В работах [63, 64] было показано, что дираковский электрон может проникать через потенциальный барьер, разделяющий электроны и позитроны, причем эффективность процесса стремится к 1 при стремлении поля к величине $E_S = \frac{m^2 c^3}{e \hbar} \simeq 1.3 \times 10^{16} \text{ В/см}$, что соответствует интенсивности $I_S \simeq 4.6 \times 10^{29} \text{ Вт/см}^2$. Вероятность данного процесса, интерпретируемого как прямое рождение электрон-позитронной пары, была определена Швингером [65]

$$W = \frac{\alpha E^2}{\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} n^{-1} \exp\left(-\frac{\pi n m^2}{e E}\right), \quad (18)$$

а величина E_S получила название Швингеровского поля. В статье [66] вероятность рождения была уточнена для оптических и рентгеновских лазерных

импульсов, где показано, что в зависимости от частоты пороговое значение может быть снижено на порядок. Несмотря на это, достижимые поля на современных лазерных установках все еще далеки от порогового значения. Тем не менее, при взаимодействии ультрарелятивистской частицы с электромагнитным полем $E \ll E_S$ поле в системе отсчета частицы может быть сравнимо с E_S , при этом, независимо от поля в лабораторной системе отсчета, оно будет близко к полю плоской волны $E = H, E \perp H$. Процессы взаимодействия частиц с плоской электромагнитной волной позволяют аналитическое описание, что делает возможным вычисление вероятности многих процессов. Вероятность КЭД процессов зависят от параметра

$$\chi = \frac{e\hbar\sqrt{(F_{\mu\nu}p^\nu)^2}}{m^3c^4} = \frac{e\hbar}{m^3c^4}\sqrt{(p_0\mathbf{E} + \mathbf{p} \times \mathbf{H})^2 - (\mathbf{p} \cdot \mathbf{E})^2}, \quad (19)$$

где $F_{\mu\nu}$ — тензор электромагнитного поля, а p_ν — импульс частицы. Параметр χ равен отношению E/E_S в системе отсчета частицы, таким образом, для ультрарелятивистской частицы параметр χ может быть сравнимым с 1 и даже $\gg 1$. В более общем случае вероятность зависит также от инвариантов

$$f = \frac{E^2 - H^2}{2E_S^2}, g = \frac{\mathbf{E} \cdot \mathbf{B}}{E_S^2}. \quad (20)$$

В полях достижимых на современном этапе $f, g \ll 1$, а в случае ультрарелятивистской частицы $f, g \ll \chi^2$, и вероятность процессов $W(\chi, f, g) \simeq W(\chi, 0, 0)$. Кроме того, для ультрарелятивистской частицы длина формирования процессов (излучение фотонов, рождения пар) может быть много меньше длины волны излучения [67, 68]. Это приближение, называемое приближение локально постоянного поля (Local Constant Field Approximation, LCFA), позволяет рассчитывать вероятность квантовых процессов в произвольных полях, используя только локальные значения полей, и в настоящее время является основным подходом в численном моделировании КЭД процессов. Вероятно-

сти излучения фотона и рождения электрон-позитронной пары

$$W_{e,\gamma} \sim \frac{\alpha m^2 c^4}{\hbar \epsilon_{e,\gamma}} \chi_{e,\gamma}^{2/3}, \quad (21)$$

где $\epsilon_{e,\gamma}$ — начальная энергия частицы, α — постоянная тонкой структуры [69].

2. Нелинейные эффекты в ионизирующейся плазме

С точки зрения задач о применении лазерной плазмы большое значение имеет вопрос о влиянии процесса ионизации на динамику лазерного импульса. Механизм обратного воздействия плазмы на лазерное поле обусловлен изменением диэлектрической проницаемости плазмы $\epsilon = 1 - N(1 + i\nu/\omega)/N_c$, где N и $N_c = m_e(\omega^2 + \nu^2)/4\pi e^2$ — концентрация электронов и критическая концентрация, соответственно, ν — частота соударений электронов с тяжелыми частицами. Изменение диэлектрической проницаемости среды приводит к уменьшению показателя преломления в областях с большей степенью ионизации, а при достижении концентрацией электронов критического значения поле перестает проникать в плазму. При распространении лазерного импульса в ионизируемой среде формируется плазменная структура с максимумом концентрации на оси, что соответствует минимуму показателя преломления. Такое распределение показателя преломления среды ведет к дефокусировке лазерного излучения и может приводить к значительно более быстрому расхождению импульса, чем определяется рэлеевской длиной. Таким образом, ионизационная нелинейность является дефокусирующей.

В работе [70] было показано, что ионизационная нелинейность приводит к ограничению пробоя в лазерной искре в условиях лавинной ионизации. В частности, было показано, что максимальная концентрация электронов $N_m = Q N_c \theta^2$, где N_c — критическая концентрация плазмы, θ — угол фокусировки лазерного пучка, а коэффициент $Q = \ln(N/N_0) \sim 20-30$ определяется

начальной концентрацией электронов. Рефракция лазерного излучения на образовавшейся плазме в условиях многофотонной ионизации была предсказана для пикосекундных лазерных импульсов в 1991 году [71]. Более подробно влияние ионизационной рефракции для случая оптической ионизации было рассмотрено в работе [72], где, в частности, на примере аргона были приведены оценки на максимальную длину взаимодействия, размер лазерного пучка, а также на степень ионизации многозарядных ионов. Было показано, что максимальная концентрация электронов $N_m = N_c \theta^2$ не зависит от энергии импульса, а определяется только углом фокусировки. В работах [73, 74] также были получены оценки на максимальную концентрацию электронов в зависимости от фокусировки лазерного излучения. С точностью до коэффициента, эти оценки дают похожую зависимость для максимальной концентрации плазмы. Эти результаты говорят о том, что единственным способом для увеличения концентрации плазмы является увеличение угла фокусировки лазерного пучка, что в случае необходимости создания высокой концентрации электронов (сравнимой с критической) приводит к задаче о резкой фокусировке лазерного излучения.

В среде с кубичной нелинейностью дефокусирующее изменение показателя преломления из-за ионизации среды может быть компенсировано дополнительной фокусировкой, вызванной кубичной нелинейностью. Баланс между фокусирующей и дефокусирующей нелинейностями может приводить к формированию протяженных филамент [75, 76], при этом излучение может распространяться на десятки и сотни метров. В работе [77] показано, что баланс фокусировки и дефокусирующей ионизационной нелинейности позволяет значительно увеличить длину усиления и уменьшить энергию накачки для рентгеновских лазеров. Кроме того, ионизационная рефракция является одним из важных эффектов для механизма самокомпрессии лазерных импульсов в газонаполненных капиллярах, предложенного в работе [78].

Следует отметить нестационарность дефокусирующего воздействия на лазерное излучение, когда разные части лазерного импульса распространяются в среде с разным показателем преломления. В работе [79] была экспериментально продемонстрирована временная структура ионизационной рефракции 120 фс лазерного импульса на образовавшейся плазме при фокусировке в гелии, подтвержденная результатами численного моделирования. В частности, экспериментально было показано, что при распространении лазерного импульса его передняя часть, формирующая плазму, распространяется практически без искажений, в то время как последующие части импульса испытывают сильную рефракцию.

Помимо дефокусирующего воздействия на лазерное излучение, процесс ионизации может приводить к спектральной модификации лазерного излучения. Впервые идея о самомодуляции лазерного излучения при ионизации была предложена Бломбергом в 1973 году [80], она была развита теоретически и подтверждена экспериментально [14, 81] для CO₂ лазера, позднее она была подтверждена экспериментальными и теоретическими данными для фемтосекундных лазерных импульсов [82, 83]. Сдвиг частоты в этом случае можно оценить как

$$\delta\omega = -\frac{\partial\phi}{\partial t} \sim \frac{\omega_0}{c}z \left(\frac{1}{n_0 N_c} \frac{\partial N_e}{\partial t} \right). \quad (22)$$

Из этого уравнения видно, что вследствие ионизации излучение испытывает сдвиг частоты в синюю область, данный эффект получил название синий сдвиг частоты (blueshift) и широко изучался в 90х годах [82, 84, 85].

Кроме того, ионизирующаяся среда может быть подвержена ионизационным неустойчивостям [21, 86]. В работе [87] на примере распространения фемтосекундного лазерного импульса в газе на основе параксиального приближения демонстрируется возможность развития вынужденного ионизационного рассеяния. В работе [88] экспериментально демонстрируется ионизационное

рассеяние под углом 45° в кластерной аргонной плазме. В работе [89] предлагается использовать режим ионизационного рассеяния в сочетании с рамановским рассеянием для усиления лазерных импульсов.

В процессе ионизационного взаимодействия лазерного излучения высокой интенсивности в определенных случаях могут возникать области плазменного резонанса, где амплитуда электрического поля испытывает резкое усиление. Проведенные теоретические и экспериментальные исследования показали возможность возникновения в оптическом разряде плазменно-резонансной неустойчивости, приводящей на нелинейной стадии к формированию мелко-масштабных плазменно-полевых структур с резкими пиками электрического поля в областях критической плотности и градиентами распределения плазмы параллельно электрическому полю [90, 91]. Ее особенностью является то, что она развивается только в малой резонансной области (вблизи критической концентрации), при этом существенно влияя на динамику лазерного импульса в целом.

3. Взаимодействие лазерного излучения с одиночными водяными каплями и аэрозолями

Значительный прогресс в развитии фемтосекундных лазерных систем привел к быстрому росту их применений, в том числе и в области современной атмосферной оптики [23]. Такие системы предлагается использовать для контролируемого разряда молний [92] или детектирования атмосферных примесей [93].

Мощное фемтосекундное излучение, распространяющееся в атмосфере, имеет очень богатую динамику, что ведет к появлению большого количества сильно нелинейных явлений, таких как филаментация [16], генерация суперконтинуума [17], направленное излучение белого света и коническая эмис-

сия [94]. Присутствие водяных паров или аэрозолей в воздухе может существенно изменить условия распространения импульса. Например, аэрозоли в форме капелек воды или других веществ могут влиять на процесс филаментации [24, 95, 96] или приводить к рассеянию суперконтинуума, генерируемого в результате нелинейного взаимодействия [25]. Это направленное широкополосное излучение предоставляет основу для реализации LIDAR белого света, т.е. многочастотные LIDAR измерения с высоким спектральным разрешением в полосе нескольких сот нанометров. Такие исследования в рамках проекта Teramobile [4] продемонстрировали возможность одновременного детектирования нескольких атмосферных примесей в разных спектральных диапазонах.

Понимание физики взаимодействия фемтосекундного лазерного излучения с аэрозолями требует исследования процессов, протекающих при взаимодействии лазерного излучения с одиночными частицами. Одиночная микро-размерная капля является универсальным объектом, позволяющим использовать его для большого числа применений, среди которых генерация гармоник [97], генерация суперконтинуума [98], прецизионные исследования размеров [99] и состава капель [100]. На теневой границе диэлектрической частицы микронного размера, освещенной плоской волной, может возникать распределение поля с субволновыми масштабами, называемое фотонной струей (в англоязычной литературе photonic jet). В работе [101] показано, что длина распределения поля определяется размером частицы, а поперечный размер — длиной волны излучения. Данный объект может использоваться для усиления рассеянного сигнала, а также для исследования образцов с субволновым разрешением [22].

В работах [98, 102, 103, 104] теоретически и экспериментально было показано, что ионизационная динамика лазерного импульса при взаимодействии с одиночными водяными каплями резко зависит от интенсивности лазерного

излучения. В частности, демонстрируется, что основным фактором, определяющим динамику взаимодействия, является формирование сильно поглощающих микро- и наноразмерных областей плотной плазмы в фокусах внутри объема капли.

В работах [102, 103] теоретически исследуется фемтосекундный пробой капли. Данный процесс может быть разбит на три различные стадии. На первой стадии происходит резкая ионизация вещества, сопровождающаяся нелинейным поглощением энергии лазерного импульса. Характерное время данной стадии совпадает с длительностью лазерного импульса и составляет порядка десятков и сотен фемтосекунд [102]. На второй стадии поглощенная энергия конвертируется во внутреннюю энергию вещества, приводя к резкому локальному нагреву и фазовым переходам. Характерное время данной стадии порядка пикосекунд [103]. Последняя стадия заключается в механической деформации, формировании акустических волн и даже разрушении водяной капли с характерным временем порядка наносекунд. В отличие от более длинных импульсов, в случае фемтосекундных лазерных импульсов подобное разделение временных масштабов позволяет провести отдельный анализ различных стадий, что значительно упрощает численное моделирование процессов взаимодействия. Детальное описание разлета водяной капли после взаимодействия с мощным фемтосекундным лазерным импульсом приводится в работе [105].

Релятивистский режим взаимодействия микронной гелиевой капли с фемтосекундным лазерным импульсом исследовался при помощи трехмерного PIC-моделирования [106]. Было показано, что даже при интенсивностях, превышающих 10^{17} Вт/см², значительная ионизация происходит не только на поверхности капли, но и в переднем фокусе.

4. Квантово-электродинамические каскады и динамика электрон-позитронной плазмы

В настоящее время активно развиваются установки мультипетаваттного уровня мощности [2, 3, 30, 31, 107], на которых интенсивности лазерного излучения смогут достигать значений 10^{23} – 10^{25} Вт/см². В полях таких интенсивностей становится принципиальным влияние эффекта реакции излучения на движение заряженных частиц. В работе [108] демонстрируется, что в условиях, когда радиационное трение становится доминирующим эффектом, частица, помещенная в сильное поле, может долгое время удерживаться в данной области, в отличие от обычного движения в пондермоторном потенциале. Показано, что подобный режим взаимодействия достигается при интенсивностях порядка 5×10^{23} Вт/см² для $\hbar\omega = 1$ эВ. В работе [109] продемонстрировано, что вследствие радиационных потерь в стоячей волне возможен захват частиц в области пучности электрического поля. Данный режим назван аномальным радиационным захватом (АРЗ), по сравнению с нормальным радиационным захватом (НРЗ), когда частицы выталкиваются в узлы поля. В этом режиме частицы осциллируют преимущественно вдоль вектора электрического поля, набирая энергию до $\gamma \sim a_0$, где γ — Лоренц фактор частицы, а a_0 — безразмерная амплитуда электрического поля. Схожий эффект наблюдается в распространяющемся лазерном импульсе [110], где вследствие влияния радиационного трения электроны могут формировать сгусток внутри лазерного импульса, а не выталкиваться из него, что приводит к увеличению эффективности конверсии энергии лазерного импульса в гамма излучение. В работе [111] рассматривается динамика электронов в поле линейно поляризованного лазерного импульса. Показывается, что классическое описание радиационного трения может приводить к качественно неверному описанию, и учет стохастичности принципиально важен для описания

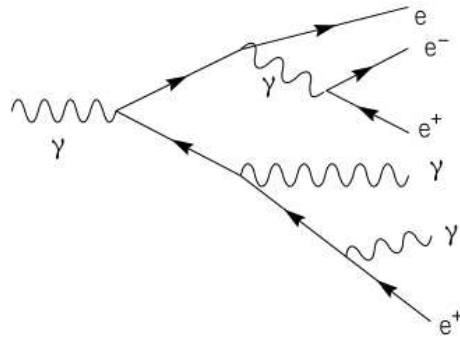


Рис. 2. Схематичекое представление развития квантово-электродинамического каскада.

динамики системы. В работе [112] исследуется продольное движение частиц в циркулярно-поляризованной стоячей волне с учетом радиационного трения, а также влияние реакции излучения на плазменные структуры, возникающие в результате развития КЭД каскадов. На основании PIC-моделирования показано, что в циркулярно-поляризованной волне в зависимости от амплитуды сталкивающихся импульсов возможно формирование максимумов в узлах поля, пучностях поля или в смешанном режиме. В работе [113] представлена принципиальная схема эксперимента, который позволит наблюдать стохастичность излучения фотонов при столкновении пучка высокоэнергичных электронов с лазерным импульсом уже при интенсивностях лазерного излучения порядка 10^{22} Вт/см². Стохастичность излучения увеличивает вероятность проникновения энергичных электронов в область сильного поля и, как следствие, увеличивает число высокоэнергичных фотонов. Выводы этой работы далее развиты в работе [114], где показано, что для достаточно коротких импульсов в сверхсильных полях возможно полное подавление реакции излучения в силу случайности процесса излучения.

При движении в сильном поле высокоэнергичная заряженная частица может излучить фотон. Если энергия фотона превосходит $2mc^2$, данный фотон в сильном поле может распасться на электрон и позитрон, которые в свою очередь могут излучить новые фотоны, см. рисунок 2. Данный цикли-

ческий процесс получил название КЭД каскада S типа (Shower) [115]. При этом заряженные частицы могут ускоряться в лазерном поле, что может привести к экспоненциальному росту числа частиц, данный тип каскада по аналогии с лавинной ионизацией в диэлектрике получил название каскада A типа (Avalanche) [115]. В работе [32] теоретически показано, что значительное развитие КЭД каскада в поле двух сталкивающихся циркулярно поляризованных импульсов возможно уже при интенсивностях 10^{23} – 10^{24} Вт/см² при длине волны излучения 1 мкм. В работе [69] демонстрируется, что уже при интенсивностях порядка 10^{25} Вт/см² развивающийся во вращающемся электрическом поле КЭД каскад приведет к полному истощению лазерного импульса, что может свидетельствовать о невозможности достижения в лазерной системе Швингеровской величины поля. В работе [116] подтверждено, что рассмотренный выше порог верен, но утверждается, что рассмотренные выше ограничения зависят от поляризации лазерного излучения и не столь сильны для линейно поляризованных полей. В работе [117] рассмотрен КЭД каскад в поле двух сталкивающихся линейно поляризованных лазерных импульсов. На основе PIC моделирования с учетом квантово-электродинамических эффектов было показано, что уже при интенсивности 3×10^{24} Вт/см² развивающийся каскад приводит к поглощению половины энергии лазерного импульса.

В дальнейшем в ряде работ упор был сделан на оптимизацию условий развития каскада и определения пороговых интенсивностей и мощностей в разных конфигурациях лазерных полей. В работе [118] рассматривается развитие каскада при столкновении пучка заряженных частиц с лазерным импульсом. Утверждается, что излучение фотонов с последующим рождением электрон-позитронных пар быстро приведет к истощению электронного пучка и экспоненциального роста числа фотонов, электронов и позитронов не произойдет. В статье [119] рассматривается развитие каскада в поле двух

сталкивающихся лазерных импульсов и показано, что затравка в виде гамма фотона более эффективно запускает КЭД каскад по сравнению с затравкой в виде электронов. В статье [120] с помощью PIC моделирования исследуется влияние поляризации на развитие КЭД каскадов. Показано, что в циркулярно поляризованном поле рождается значительно больше частиц, чем в линейно поляризованном поле, что связано с наличием в поле линейной поляризации "электрических" и "магнитных" областей, где электрическое поле локально превосходит магнитное и наоборот. В "магнитных" областях развитие каскада может эффективно подавляться, что приводит к снижению числа рожденных частиц. Механизм генерации плотной электрон-позитронной плазмы при облучении тонкой фольги с двух сторон продемонстрирован в работе [121]. На основе двумерного PIC-моделирования показано, что при взаимодействии 10 ПВт лазерных импульсов возможно формирование плазмы плотностью до 10^{22} см $^{-3}$ с полным числом частиц до 10^{12} и энергиями до 1 ГэВ. В статье [122] показано эффективное развитие КЭД каскада при облучении фольги циркулярно-поляризованным излучением. При отражении излучения возникает стоячая структура поля, в которой возможно развитие каскада. В работе [123] на основе двух- и трехмерного PIC моделирования проводится анализ темпа роста КЭД каскада в поле двух сталкивающихся импульсов, а также сравнение разных аналитических моделей с результатами моделирования. В частности, авторы показывают, что порог развития каскада составляет 3×10^{23} Вт/см 2 , что примерно на два порядка ниже, чем в работе [69]. Кроме того, для достаточно широких пучков диаметром 3.2 мкм пороговая мощность составляет порядка 100 ПВт. В работе [124] рассматривается взаимодействие 4 лазерных пучков линейной поляризации с различным относительным направлением поляризацій. На основании PIC моделирования определяется оптимальная конфигурация с точки зрения развития КЭД каскада, в данном случае это ТМ поляризация лазерных импульсов. В ра-

боте [33] изучается развитие КЭД каскада в многопучковой конфигурации для разного числа пучков и показано, что для системы из 8 пучков пороговая интенсивность развития каскада составляет 6×10^{23} Вт/см², а пороговая мощность 7.9 ПВт, что приближается к мощностям планируемых лазерных установок. Кроме того, показано, что оптимальной поляризацией будет эллиптическая поляризация. В работе [125] показано, что сходящаяся волна дипольной конфигурации является оптимальной с точки зрения минимизации фокального объема и максимизации поля, таким образом, являясь предельным случаем многопучковой фокусировки. Это свойство используется в работе [34], где исследуется развитие КЭД каскадов в дипольной волне электрического типа, в частности, показано, что порог развития самоподдерживающегося каскада составляет 7.2 ПВт. Кроме того, демонстрируется, что КЭД каскад в подобной структуре поля может быть использован для создания эффективного источника гамма излучения с рекордными значениями яркости и светимости. Данные исследования получили свое развитие в работе [126], где показано, что данный источник имеет экстремально узкую диаграмму направленности порядка 1 мрад, а излучение гамма фотонов представляет собой всплески, которые для наиболее энергичных частиц могут иметь субфемтосекундную длительность.

Глава 1

Ионизационная динамика сильносфокусированных фемтосекундных лазерных импульсов

Настоящая глава посвящена ионизационной динамике сфокусированных фемтосекундных лазерных импульсов. В параграфе 1.1 обсуждаются основные уравнения ионизационной задачи и постановка численного эксперимента. В параграфе 1.2 обсуждаются особенности динамики сильносфокусированного излучения. На примере решения уравнения Гельмгольца продемонстрировано возникновение мелкомасштабных неоднородностей в сфокусированном поле. В параграфе 1.3 рассматривается ионизационная динамика сфокусированных ТЕ-поляризованных лазерных импульсов в зависимости от угла фокусировки. В параграфе 1.4 обсуждаются особенности ионизационной динамики, связанные с резкой фокусировкой лазерного импульса. Показано, что модуляция поля может привести к формированию сильно неоднородного распределения плазмы, при этом характерный угол, при котором распределение становится неоднородным, зависит от длительности импульса. В параграфе 1.5 рассмотрены особенности ионизационной динамики ТМ-поляризованных лазерных импульсов, связанные с эффектом плазменного резонанса. В параграфе 1.6 исследовано влияние кубичной нелинейности и поглощения в плазме, вызванного соударениями электронов с тяжелыми частицами. В параграфе 1.7 приведены выводы к главе.

1.1. Постановка задачи

Рассмотрим распространение сфокусированного фемтосекундного лазерного импульса в ионизируемой среде. В качестве среды для простоты рассмотрим газ водород, но результаты могут быть легко обобщены на случай других газов. Особое внимание будем уделять формирующимся плазменным структурам и характеристикам лазерного излучения в зависимости от угла фокусировки. Сначала рассмотрим чисто ионизационную задачу, далее учтем соударения в плазме, а также кубичную нелинейность для более корректного рассмотрения в случае газов высокого давления или конденсированной среды.

Динамика электромагнитного поля описывается уравнениями Максвелла

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{J} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, \quad (1.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}. \quad (1.2)$$

В ионизируемой среде ток создается движением электронов образующейся плазмы $\mathbf{J} = eN_e \mathbf{v}_e$, где \mathbf{v}_e и N_e — скорость и плотность электронов, соответственно. При интенсивностях лазерного излучения порядка 10^{14} Вт/см², характерных для туннельной ионизации в газах, энергия рождаемых частиц составляет несколько эВ [127], поэтому отклик ионизируемой среды можно описывать уравнением

$$\frac{\partial \mathbf{J}}{\partial t} + \nu_e \mathbf{J} = \frac{e^2}{m} N_e \mathbf{E}, \quad (1.3)$$

здесь ν_e — частота электронных соударений с тяжелыми частицами. Для нее была использована эмпирическая формула $\nu_e = \beta P[\text{Торр}]$, которая предполагает усредненную энергию электронов несколько эВ. Для водорода значение константы $\beta = 5 \times 10^9 \text{ с}^{-1} \text{Торр}^{-1}$ [128]. Полученную систему уравнение необ-

ходимо дополнить балансным уравнением для плотности электронов

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} = w(|\mathbf{E}|)(N_g - N_e), \quad (1.4)$$

где N_g — плотность газа. Вероятность ионизации водорода записывается в виде

$$w(|\mathbf{E}|) = 4\omega_a \frac{E_a}{|\mathbf{E}|} \exp\left(-\frac{2 E_a}{3 |\mathbf{E}|}\right). \quad (1.5)$$

В балансном уравнении не учитывается рекомбинация электронов и ионов, что является оправданным допущением на фемтосекундных временах. В случае относительно низкой плотности для газа можно считать, что $\varepsilon = 1$ и $\mathbf{D} = \mathbf{E}$. В случае высокой плотности необходимо учитывать кубичную нелинейность среды

$$\varepsilon = 1 + 4\pi\chi^{(3)}\mathbf{E}^2, \quad (1.6)$$

вклад плазмы в ε учитывается через плазменные токи. Для показателя преломления справедливо соотношение

$$n = n_0 + n_2 I, \quad (1.7)$$

где I — интенсивность лазерного излучения. При нормальных условиях коэффициент кубичной нелинейности для водорода $n_2 = 1.1 \times 10^{-19} \text{ см}^2/\text{Вт}$, что соответствует критической мощности самофокусировки 8.7 ГВт [129].

1.1.1. Численное моделирование

Для исследования самосогласованной динамики представленная система уравнений решалась численно. Уравнения Максвелла решались методом конечных разностей FDTD [130]. Пространственное и временное разрешения составляли $1/20$ и $1/40$ лазерной длины волны и оптического периода, соответственно. Для моделирования свободного пространства использовались поглощающие граничные условия в форме идеально согласованных слоев

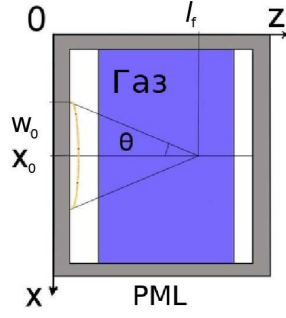


Рис. 1.1. Схема численного эксперимента.

(PML) [131]. В работе моделировалось распространение линейно поляризованного лазерного импульса с длиной волны в вакууме $\lambda_0 = 0.8$ мкм. Источники задавались на границе в виде токов с пространственно-временным распределением $f(t, x, y)g(x, y)$, где

$$f(t, x, y) = \frac{A_o}{4} \{1 - \tanh[-\alpha(t - t_o - t_d(x, y))]\} \times \\ \{1 - \tanh[\alpha(t - 3t_o - t_d(x, y) - t_p)]\} \times \\ \sin(\omega_0[t - t_o - t_d(x, y)]), \quad (1.8)$$

$$g(x, y) = \exp[-((x - x_o)^2 + (y - y_o)^2)/w_o^2]. \quad (1.9)$$

Здесь t_o время нарастания импульса, связанное с параметром α соотношением $t_o = \alpha/2.276$, t_p — длина части импульса с амплитудой больше $0.99 \times A_o$, ω_0 — частота лазерного поля, соответствующая длине волны λ_0 , w_0 — ширина пучка. Временная задержка t_d добавлялась для задания сферического волнового фронта для фокусировки импульса на расстоянии l_f с центром в точке $x = x_o, y = y_o$

$$t_d(x, y) = -\frac{l_f}{c} \left[\sqrt{1 + \frac{(x - x_o)^2 + (y - y_o)^2}{l_f^2}} - 1 \right]. \quad (1.10)$$

Это определение источников использовалось в трехмерном моделировании, а также в двумерном моделировании, полагая $y = y_o$.

Угол фокусировки в работе определялся как $\theta = \arctan(w_o/l_f)$. Для экспериментаторов более привычным является F-number фокусирующей системы, связанный с углом фокусировки $F_n = l_f/2w_0 = 1/2 \tan \theta$. Угол фокусировки менялся от 0.15 ($F_n = 3.3$, слабая фокусировка), до 0.78 ($F_n = 0.5$, резкая фокусировка).

Для реалистичного моделирования были использованы импульсы с параметрами $t_p = 0.3$ фс, $t_o = 50$ фс и $t_p = 0.1$ фс, $t_o = 12.5$ фс. Данные импульсы имеют близкое к гауссовому распределение, и далее упоминаются как 100 фс и 25 фс гауссоподобные лазерные импульсы.

Плотность газа нормирована на критическое значение $N_c = \pi m c^2 / \lambda_0^2 e^2 = 1.7 \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$.

1.2. Динамика поля при резкой фокусировке лазерного излучения

При резкой фокусировке лазерного излучения параксиальное приближение, часто используемое для описания распространения гауссовых пучков, нарушается, и для описания динамики электромагнитных полей необходимо применять векторную теорию дифракции [132]. В частности, теоретически и экспериментально было показано, что при резкой фокусировке распределение поля в фокальной области становится вытянутым вдоль поляризации лазерного импульса [133, 134]. В работе [135] предложен подход для аналитического вычисления полей сильно сфокусированных лазерных импульсов. В частности, показано, что при резкой фокусировке ультракороткого гауссова импульса поле в фокусе может быть как больше, так и меньше, чем у длинного импульса с узким спектром. Подобные решения, хотя и записываются в аналитической форме, в силу их сложности неудобны для анализа распределения полей вблизи фокуса. Между тем, из-за влияния плазменной дефокуси-

рующей нелинейности максимальная интенсивность и концентрация плазмы достигается именно в области перед вакуумным фокусом.

Для исследования структуры поля при резкой фокусировке рассмотрим упрощенную двумерную задачу о распространении ТЕ-поляризованной волны в вакууме. В этом случае эффект появления продольного электрического поля вблизи фокуса [136] не проявляется, и возможно применение скалярного описания. Тогда уравнения Максвелла сводятся к волновому уравнению для y -компоненты поля

$$\Delta E - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} E = 0 \quad (1.11)$$

В случае монохроматических полей $E(\mathbf{r}, t) = E_\omega(\mathbf{r}) \exp(i\omega t)$ волновое уравнение перейдет в уравнение Гельмгольца

$$\Delta E_\omega + k^2 E_\omega = 0, \quad (1.12)$$

где \mathbf{k} — волновой вектор и $k = \omega/c$. Предположим, что волна распространяется вдоль оси z . Разложим E_ω в ряд Фурье по поперечной компоненте волнового числа k_x

$$\tilde{E}(k_x, z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} E_\omega(x, z) \exp(-ik_x x) dx \quad (1.13)$$

и получим для каждой компоненты волнового вектора k_x уравнение

$$\frac{\partial^2 \tilde{E}}{\partial z^2} + (k^2 - k_x^2) \tilde{E} = 0. \quad (1.14)$$

С учетом однонаправленного распространения и начальных условий $\tilde{E}(z = 0) = \tilde{E}_0(k_x)$ решением этого уравнения для каждой компоненты k_x будет

$$\tilde{E}(k_x, z) = \tilde{E}_0(k_x) \exp(iz\sqrt{k^2 - k_x^2}), \quad (1.15)$$

что после обратного преобразования Фурье позволяет получить

$$E_\omega(x, z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{E}_0(k_x) \exp(iz\sqrt{k^2 - k_x^2}) \exp(ik_x x) dk_x. \quad (1.16)$$

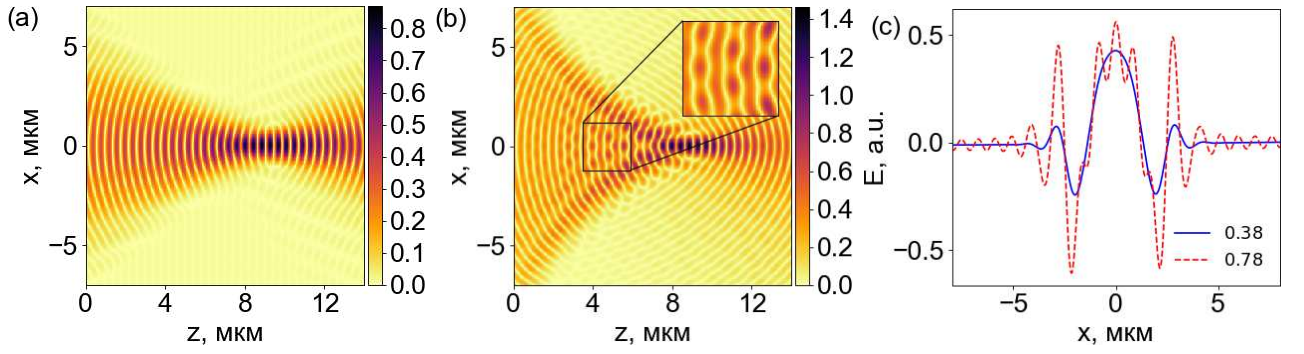


Рис. 1.2. Решение уравнения Гельмгольца для разных углов фокусировки: (a) $\theta = 0.38$ ($F_n = 1.25$), (b) $\theta = 0.78$ ($F_n = 0.5$). (c) Распределение поля вблизи фокуса в сечении $z = 4$ мкм для $\theta = 0.38$ (синяя линия) и $\theta = 0.78$ (красная линия).

В качестве начального распределения возьмем сфокусированный гауссов импульс

$$E_0(x) = A_0 \exp\left(-\frac{x^2}{a_0^2}\right) \exp\left(-\frac{ikx^2}{2f}\right), \quad (1.17)$$

где $a_0 = 10$ мкм — начальная ширина пучка, $f = 10$ мкм — фокусное расстояние фокусирующей линзы, $A_0 = 0.35$ — амплитуда во входном сечении, $k = 2\pi/\lambda$, $\lambda = 0.8$ мкм — длина волны лазерного излучения. С заданными граничными условиями решение уравнения Гельмгольца для любого z может быть найдено из решения (1.16). На рисунках 1.2(a,b) представлено пространственное распределение поля монохроматического гауссова лазерного пучка, сфокусированного под углами $\theta = 0.38$ ($F_n = 1.25$) и $\theta = 0.78$ ($F_n = 0.5$). Хорошо видно, что в обоих случаях в фокусе распределение поля имеет характерный масштаб близкий к дифракционному пределу. В то же время распределение поля вблизи фокуса для большего угла становится неоднородным в результате интерференции компонент с разными значениями поперечной компоненты волнового числа k_x . Этот эффект подчеркивается на рисунке 1.2(c), где представлены срезы поля в точке $z = 4$ мкм. Видно, что для большего угла поле в прифокальной области модулировано на 10–20% по амплитуде. Характерный критический угол, при котором в распределении поля начинают появляться неоднородности, из анализа результатов можно

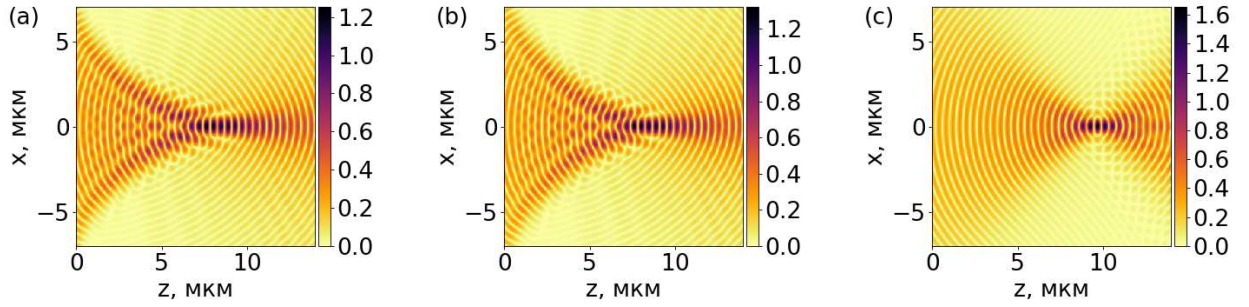


Рис. 1.3. Решение уравнения Гельмгольца для угла фокусировки $\theta = 0.78$, но для разного распределения фазы входного импульса: (а) сферический волновой фронт, (б) $k_4 = 0.15$, (с) $k_4 = -0.15$.

оценить как $\theta_c \simeq 0.5$ ($F_n \simeq 0.9$). Следует отметить, что для удобства представления на рисунках 1.2(а,б) приведена только центральная часть области моделирования, поэтому наблюдаемый эффект не связан с ограниченностью входной апертуры.

Посмотрим, как результат меняется для фазы отличной от квадратичной. Для этого зададим фазу таким образом, чтобы волновой фронт представлял часть сферы

$$\varphi = -k \left(f - \sqrt{f - x^2} \right), \quad (1.18)$$

при $x \ll f$ эта формула переходит в квадратичную зависимость фазы в параксиальном приближении. Результат моделирования представлен на рисунке 1.3(а). Хорошо видно, что неоднородности стали чуть более выраженными, а амплитуда стала чуть меньше.

Для изучения влияния фазы более высокого порядка, чем квадратичная, зададим ее в виде квадратичной фазы плюс добавка четвертого порядка

$$\varphi = -k \left(\frac{x^2}{2f} + k_4 \frac{x^4}{2f^3} \right). \quad (1.19)$$

При таком задании безразмерный коэффициент k_4 равен отношению фазы четвертого порядка к фазе второго порядка на расстоянии f . На рисунках 1.3 (б,с) видно, что отрицательная фаза высшего порядка может компенсировать

модуляции вблизи фокуса, но при этом распределение становится модулированным за фокусом. В условиях реального эксперимента в случае сложной зависимости фазы от координаты можно ожидать появление неоднородностей поля в прифокальной области. Кроме того, управляя поперечным распределением фазы во входном сечении, можно контролировать структуру поля в прифокальной области.

1.3. Ионизационная динамика ТЕ-поляризованных лазерных импульсов в зависимости от угла фокусировки

В процессе ионизации диэлектрическая проницаемость плазмы (ограничиваясь случаем малых частот электрон-молекулярных соударений)

$$\varepsilon(\mathbf{r}, t) = 1 - \frac{N_e(\mathbf{r}, t)}{N_c} \quad (1.20)$$

уменьшается, что говорит о том, что по своей природе ионизационная нелинейность является дефокусирующей. Как было показано в работах [72, 73, 84], в квазистационарном случае при не очень больших углах фокусировки для заданного угла фокусировки существует максимальное значение плотности плазмы, обеспечивающее баланс между начальной фокусировкой импульса и дефокусирующей нелинейностью формирующейся плазмы. В квазиоптическом приближении можно оценить это значение плотности, которое определяется только фокусировкой импульса

$$N_m \approx N_c \theta^2. \quad (1.21)$$

В формуле (1.21) отсутствует зависимость от амплитуды электрического поля в фокусе и длительности лазерного импульса.

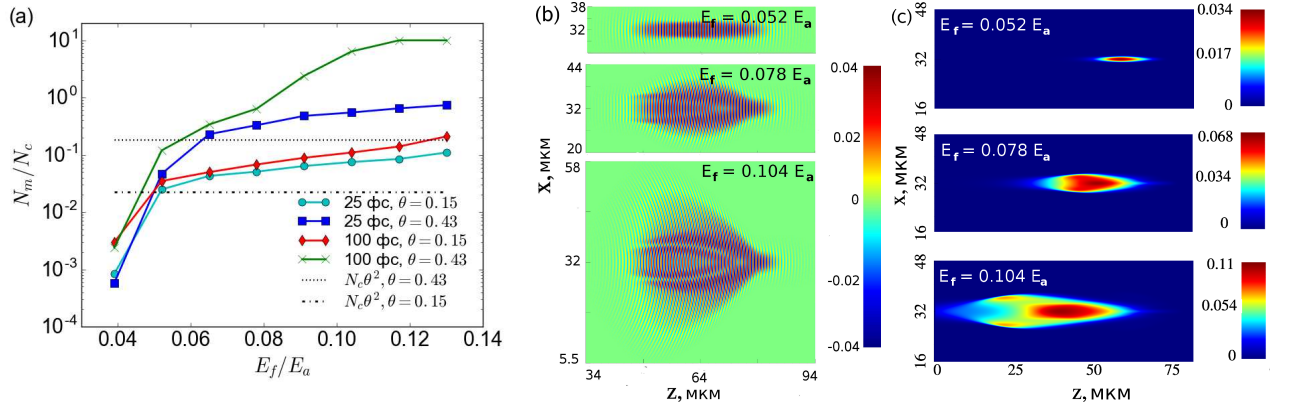


Рис. 1.4. (а) Максимальная плотность электронов N_m в зависимости от электрического поля в фокусе для 25 фс и 100 фс ТЕ-поляризованных лазерных импульсов для углов фокусировки θ 0.15 ($F_n = 3.3$) и 0.43 ($F_n = 1.1$). (б) Моментальный снимок электрического поля в линейном фокусе 100 фс лазерного импульса, сфокусированного под углом $\theta = 0.15$ для различных амплитуд в фокусе. (с) Моментальный снимок распределения плазмы после прохождения 100 фс лазерного импульса, сфокусированного под углом $\theta = 0.15$ для различных амплитуд в фокусе. Плотность газа $10N_c$. Импульс распространяется слева направо, электрическое поле нормировано на атомное поле, линейный фокус находится на $z_f = 67$ мкм.

Для проверки того, насколько ионизационная динамика фемтосекундных лазерных импульсов соответствует этой формуле, была исследована зависимость максимальной концентрации плазмы от длительности и амплитуды импульса в фокусе на основе двумерного численного моделирования распространения ТЕ-поляризованного лазерного импульса в водороде. В этом параграфе рассмотрение ограничено учетом только ионизационных эффектов, что, вообще говоря, оправдано только для газов низкого давления. На рисунке 1.4(а) представлена зависимость плотности плазмы после прохождения фемтосекундного лазерного импульса от амплитуды поля для двух углов фокусировки θ 0.15 ($F_n = 3.3$) и 0.43 ($F_n = 1.1$) и длительностей импульса 25 фс и 100 фс. Для сравнения там же приведены значения максимальной плотности электронов, определенные из соотношения (1.21) для соответствующих углов фокусировки. На основе полученных результатов можно сделать

следующие выводы.

Во-первых, при распространении фемтосекундных лазерных импульсов в ионизируемой среде достижимая концентрация превышает значение, определяемое формулой (1.21), во всем рассматриваемом диапазоне углов. Это можно объяснить нестационарностью взаимодействия и мгновенностью процесса ионизации. Вероятность ионизации зависит от локального значения поля, и концентрация может значительно вырасти уже на одном полупериоде. Кроме того, моделирование проводилось при фиксированном фокусном расстоянии, вследствие чего во входном сечении амплитуда поля была различна. Возможно, более корректной постановкой задачи было бы фиксирование входной амплитуды импульса с соответствующим изменением фокусного расстояния и размера пучка для каждого угла фокусировки.

Во-вторых, для относительно малых углов фокусировки с ростом амплитуды лазерного импульса наблюдается слабый рост максимальной плотности плазмы. Наблюдаемый рост считается слабым, потому что при увеличении амплитуды в фокусе в 2 раза с $0.05E_a$ до $0.1E_a$ вероятность ионизации, вычисленная по формуле (1.5), возрастает более чем на 2 порядка, однако, максимальная концентрация электронов увеличивается всего приблизительно в 3 раза. При малой плотности плазмы нарастание концентрации электронов в значительной мере ограничивается рефракцией на образовавшейся плазме, вместе с тем проявляется эффект дополнительной фокусировки. Данный эффект демонстрируется на рисунках 1.4(b,c), где изображена структура поля 100 фс импульса, сфокусированного под углом 0.15, а также моментальные снимки концентрации электронов для тех же моментов времени. При малых амплитудах поля область, занятая плазмой, мала и находится практически в линейном фокусе и почти однородна. В данном случае плотность плазмы приближается к значению, вычисленному по формуле (1.21). При увеличении амплитуды лазерного импульса область максимальной ионизации смещается

от линейного фокуса к входному сечению. Плазменное распределение становится неоднородным, увеличивается как в продольном, так и в поперечном сечениях. По мере распространения внутренняя часть импульса испытывает рефракцию на образовавшейся плазме, в то время как внешняя часть импульса распространяется в области с малой степенью ионизации. Локальное усиление поля приводит к образованию плазменных неоднородностей, которые дополнительно фокусируют внутреннюю часть лазерного импульса, что может объяснять дополнительное увеличение концентрации электронов.

В-третьих, при увеличении угла фокусировки максимальное значение плотности плазмы может приблизиться к критическому значению и даже превзойти его. В этом случае возникает сильное отражение от закритической плазмы, приводящее к локальному усилению поля и резкому росту концентрации плазмы, ограничиваемому лишь конечной плотностью газа. Так, на рисунке 1.4 (а) видно, что зависимость для 100 фс лазерного импульса и угла фокусировки 0.43 терпит излом при приближении к критической плотности, а потом выходит на насыщение, соответствующее полностью ионизованному газу. В этом случае квазиоптический подход становится неприменимым.

1.4. Особенности ионизационной динамики при резкой фокусировке лазерных импульсов

Как было показано ранее в параграфе 1.2, при увеличении угла фокусировки поле вблизи фокуса может стать модулированным. Эти модуляции интенсивности могут быть небольшими по абсолютной амплитуде, но из-за резкой зависимости скорости ионизации от напряженности поля, определяемой формулой (1.5), могут привести к формированию сильно неоднородного распределения плазмы.

При ионизации газа в силу локальной зависимости вероятности ионизации

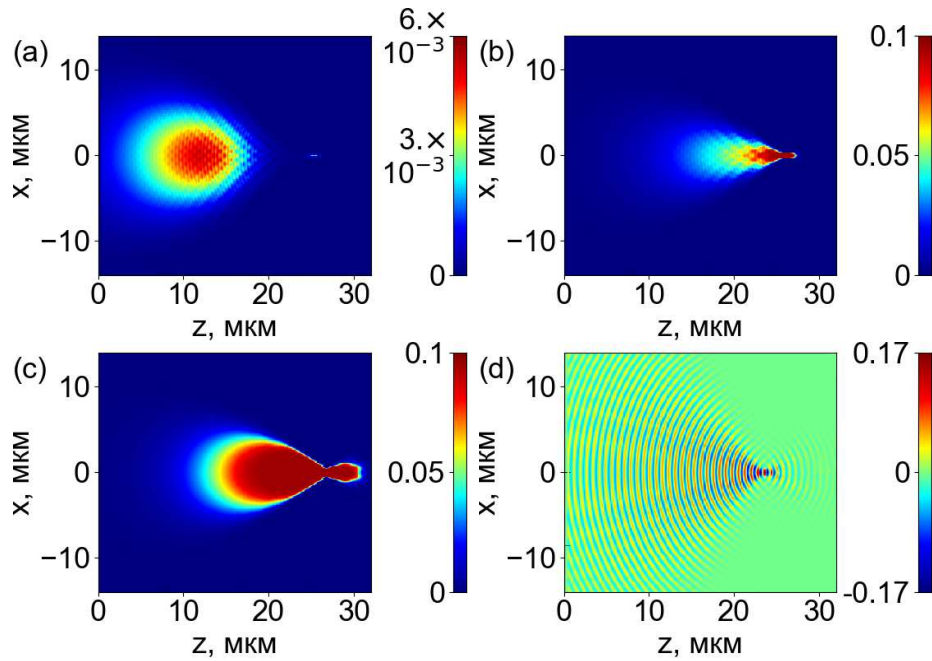


Рис. 1.5. Ионизационная динамика 100 фс лазерного импульса в газе плотностью $0.1N_c$. Распределение плотности электронов для разных моментов времени (a) $t = 116$ фс; (b) $t = 133$ фс; (c) $t = 159$ фс; и (d) распределение электрического поля в момент времени $t = 133$ фс. Угол фокусировки $\theta = 0.78$. Направление распространения слева направо. $z_f = w_0 = 25$ мкм.

ции от поля на начальном этапе распределение плазмы следует за распределением поля. В случае низкой плотности газа ($N_g \ll N_c$) ионизация быстро достигает насыщения, и неоднородности поля слабо влияют на динамику системы. Как следствие, итоговое распределение плазмы практически гладкое, см. рисунок 1.5. Воздействие плазмы на поле проявляется главным образом в рефракции центральной части импульса на плазменной структуре.

В случае плотного газа рефракция излучения на более плотной плазме ведет к более значительному уменьшению амплитуды, что замедляет процесс ионизации. Вместе с высокой плотностью нейтральных атомов это ведет к замедлению или полной невозможности достижения режима насыщения ионизации. Если плотность газа превышает критическую плотность ($N_g \gg N_c$), при больших углах фокусировки плотность плазмы может приблизиться к критическому значению и даже превысить его. Возникающее в этом случае

отражение от закритической плазмы может полностью изменить динамику системы. Кроме того, высокий темп роста плотности электронов делает систему более чувствительной к малым возмущениям поля и приводит к сокращению характерных временных и пространственных масштабов.

На ранней стадии, когда плотность плазмы незначительна и обратное влияние плазмы на поле мало, распределение плазмы следует за вакуумным распределением поля, так же как и в случае низкой плотности газа. Однако теперь концентрация электронов в неоднородностях может быстро превысить критическое значение, в результате чего формируются мелкомасштабные плазменные структуры, см. рисунок 1.6. Хотя на более поздних стадиях сильно нелинейного взаимодействия газ локально становится полностью ионизованным, квазипериодическая структура распределения плотности по-прежнему сохраняется. Важно также отметить, что мелкомасштабные плазменные структуры не являются результатом ионизационных неустойчивостей, в случае которых характерные масштабы могут быть значительно меньше длины волны.

На поздних стадиях эволюции взаимодействие поля с подобными плазменными структурами приводит к сложной динамике поля, когда импульс разбивается на несколько частей и, в основном, отражается назад, см. рисунок 1.6(d). В средней части формируется сильно неоднородная плазменная структура с границами из сильно закритической плазмы, при этом внутренняя часть структуры может иметь плотность плазмы ниже критической. Данная структура обладает резонаторными свойствами и захватывает около 12 % начальной энергии импульса.

По оценке из численного моделирования минимальный угол для образования таких мелкомасштабных структур в случае 100 фс импульса составляет примерно 0.45, что близко к критическому углу для монохроматического излучения θ_c , определенному в параграфе 1.2, адекватно описывающему слу-

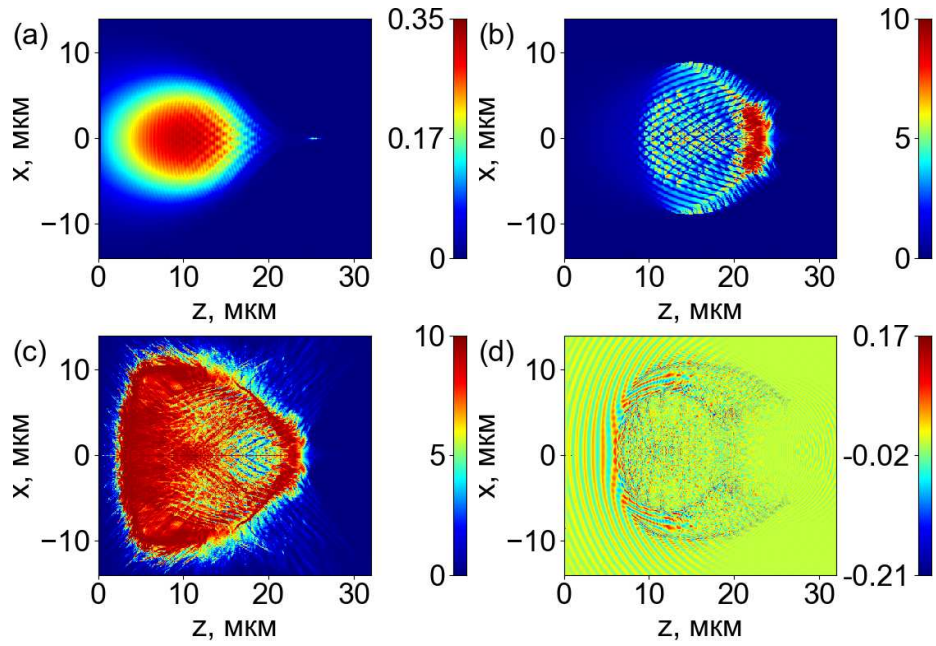


Рис. 1.6. Ионизационная динамика 100 фс лазерного импульса в газе плотностью $10N_c$. Параметры расчета и моменты времени те же, что и на рисунке 1.5.

чай длинных импульсов с относительно узким спектром. В случае коротких импульсов с заметной шириной спектра эффект интерференции компонент одной частоты с различным k_{\perp} проявится для каждой частоты, и результирующее поле может иметь еще более сложное распределение. Каждая спектральная составляющая имеет свою длину фокусировки и размер фокального пятна. Наложение всех спектральных компонент в случае короткого импульса может дать небольшие неоднородности поля вблизи фокальной плоскости на промежуточном этапе динамики, которые усиливаются вследствие резкой зависимости скорости ионизации от амплитуды поля, и может привести к образованию резко выраженных плазменных неоднородностей.

Этот эффект демонстрируется на примере динамики 25 фс лазерного импульса, сфокусированного под углом $\theta = 0.78$ в газе с плотностью $N_g = 10N_c$. Более широкий спектр по сравнению с 100 фс импульсом приводит к размытию плазменных структур, см. рисунок 1.7(a), которые на ранней стадии динамики следуют за вакуумным распределением поля. На более поздних ста-

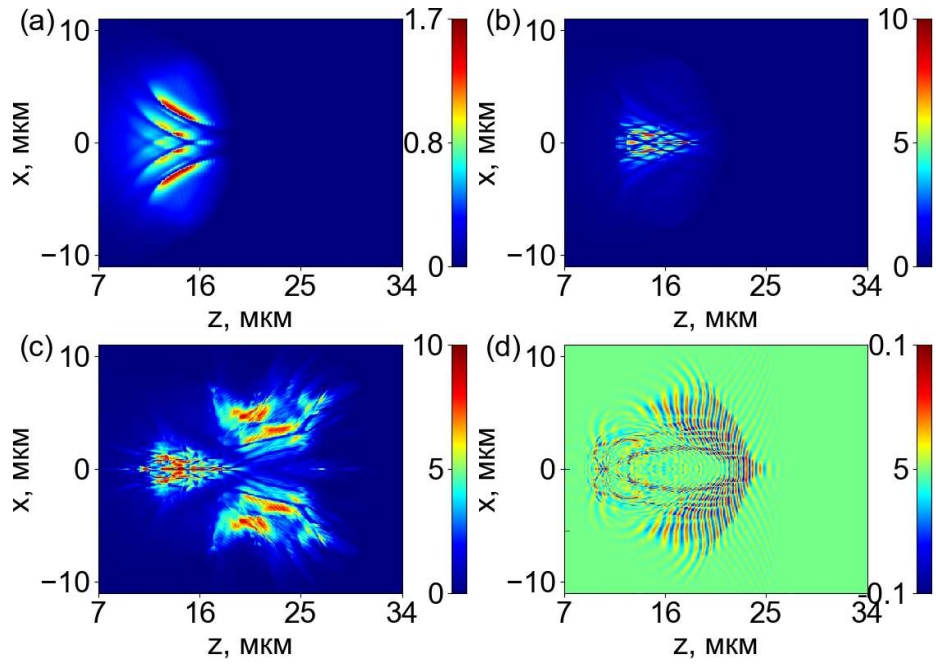


Рис. 1.7. Ионизационная динамика 25 фс лазерного импульса в газе плотностью $10N_c$. Распределения плотности электронов для разных моментов времени (a) $t = 75$ фс; (b) $t = 83$ фс; (c) $t = 159$ фс; и (d) распределение электрического поля в момент времени $t = 91$ фс. Угол фокусировки $\theta = 0.78$. Направление распространения слева направо. $z_f = w_0 = 25$ мкм.

дях динамики самосогласованный режим взаимодействия поля с плазмой приводит к образованию мелкомасштабных нерегулярных структур плазмы, см. рисунок 1.7(b,c). В отличие от случая более длинных импульсов, несмотря на то, что в данных структурах плотность плазмы также значительно превышает критическое значение, заметная часть импульса распространяется вперед, см. рисунок 1.7(d). Важным следствием является то, что граничный угол фокусировки, выше которого плазменное распределение становится неоднородным, зависит от длительности импульса и может быть меньше, чем θ_c . Так, для 25 фс этот критический угол равен примерно 0.33 ($F_n \simeq 1.6$), а для 50 фс лазерного импульса — 0.38 ($F_n \simeq 1.25$).

Итоговая зависимость максимальной плотности плазмы от угла фокусировки для разных плотностей газа $0.1N_c$ и $10N_c$ и длительностей импульса 25 фс, 50 фс и 100 фс приведена на рисунке 1.8. На рисунке (a) видно, что

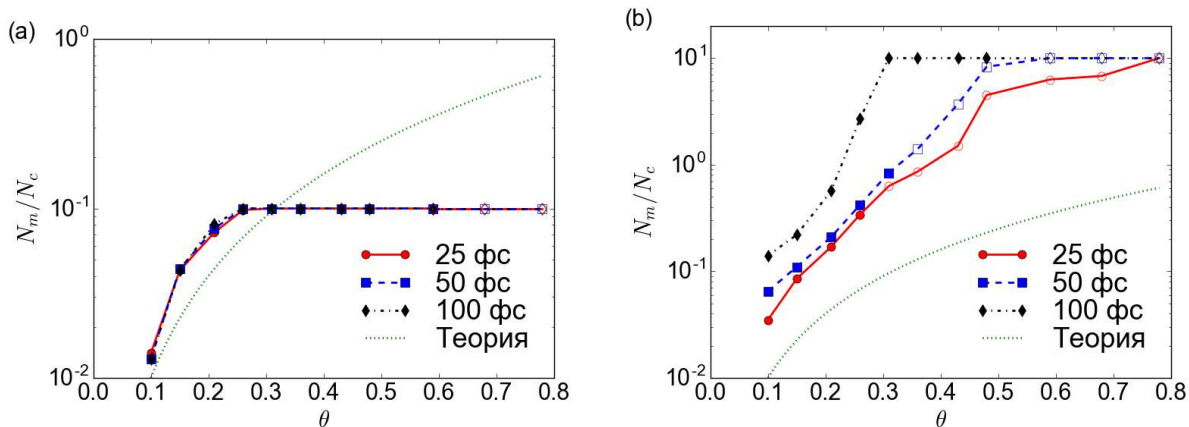


Рис. 1.8. Максимальная электронная плотность N_m/N_c в зависимости угла фокусировки θ для различной плотности газа N_g (a) $0.1 N_c$, (b) $10 N_c$ и разной длительности импульсов: сплошная линия — 25 фс, пунктирная линия — 50 фс, штрих-пунктирная линия — 100 фс. Закрашенные и пустые точки соответствуют гладкому и неоднородному распределениям плазмы, соответственно.

при малой плотности газа в большом диапазоне углов ионизация выходит на насыщение и максимальная концентрация электронов определяется только плотностью газа. При малых углах разница не превышает 10 % и составляет в максимуме $0.01N_c$. Из рисунка (b) можно оценить характерные значения граничного угла θ_b , т.е. значение, при котором $N_m(\theta_b) = 1$. Как видно из рисунка, характерное значение θ_b зависит от длительности импульса и для приведенных параметров расчета меняется в пределах от 0.25 для 100 фс импульса до примерно 0.4 для 25 фс импульса. Следует отметить, что как ионизационная динамика в целом, так и граничный угол θ_b определяется всей совокупностью параметров системы.

Данные результаты опубликованы в работе [A1].

1.5. Особенности ионизационной динамики

ТМ-поляризованных лазерных импульсов

В предыдущих параграфах была подробно рассмотрена ионизационная динамика ТЕ-поляризованного фемтосекундного лазерного импульса в зависимости от угла фокусировки и длительности. Анализ проведенный выше верен и для ТМ-поляризованных импульсов, но есть и существенные отличия в ионизационной динамике, связанные с явлением плазменного резонанса [90] — резким возрастанием амплитуды колебаний частиц и продольного (параллельного градиенту плотности плазмы) электрического поля в областях критической плотности плазмы. В частности, это приводит к возникновению плазменно-резонансной неустойчивости, приводящей на нелинейной стадии к формированию мелкомасштабных плазменно-полевых структур с пиками электрического поля в областях критической плотности.

Эффект плазменного резонанса проявляется при приближении плотности плазмы к критическому значению. Следует ожидать, что наиболее ярко различия в ионизационной динамике лазерных импульсов с разной поляризацией проявятся при резкой фокусировке ($\theta \sim 1$) в плотном газе ($N_g \gg N_c$), т.к. в этом случае концентрация плазмы может превысить критическое значение, а распределение плазмы может быть существенно неоднородным. Описанные особенности демонстрируются на примере 25 фс и 100 фс ТЕ- и ТМ-поляризованных импульсов с амплитудой импульса в фокусе $0.1 E_a$, сфокусированных под углом $\theta = 0.78$ в газе с плотностью $N_g = 3N_c$.

В случае более длинных лазерных импульсов (100 фс) формируется практически однородная плазма, см. рисунок 1.9(а). Плотность плазмы значительно превышает критическое значение; хорошо различима модуляция переднего фронта, связанная с интерференцией отраженной от закритической плазмы и падающей волн. В рассматриваемом случае фокусная длина мала

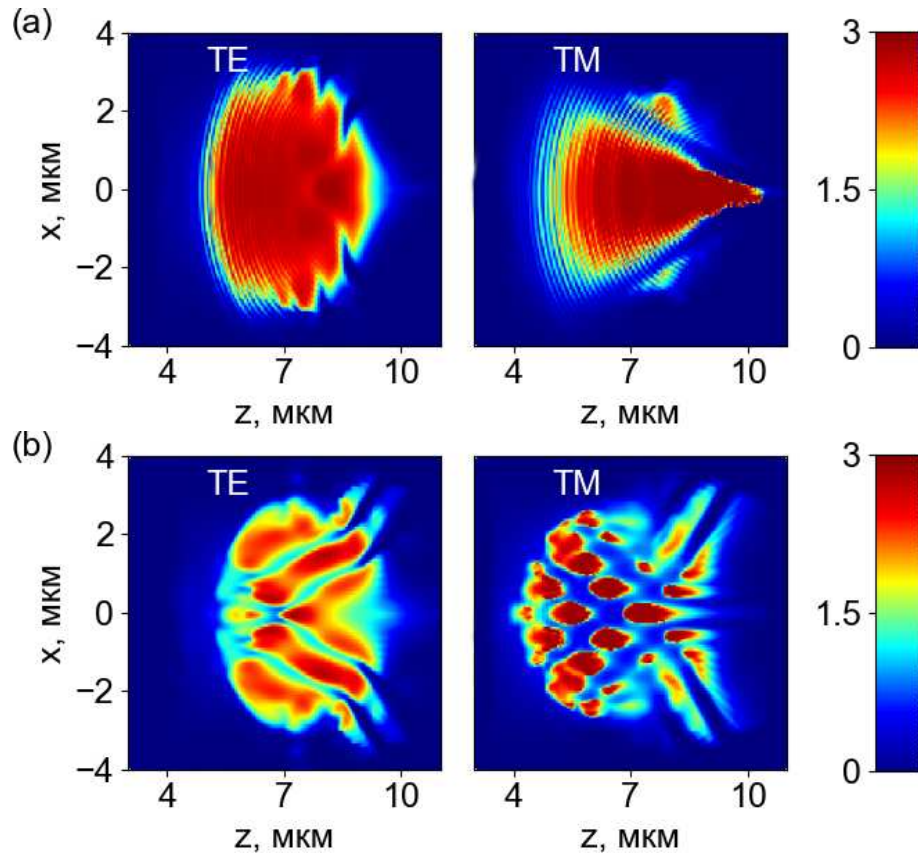


Рис. 1.9. Распределение плотности электронов на промежуточной стадии для лазерного импульса, сфокусированного под углом $\theta = 0.78$. Длительность импульса (а) 100 фс, (б) 25 фс. $z_f = w_0 = 10$ мкм. $N_g = 3N_c$.

($z_f = 10$ мкм), и распределение плазмы практически гладкое, так как эффект формирования плазменных неоднородностей, описанный ранее, проявляется слабо. Распределение плазмы для ТЕ-поляризованного импульса слегка неоднородно, но имеет плавные границы, а в случае ТМ-поляризованных импульсов появляются резкие градиенты, вызванные локальным увеличением продольной компоненты поля и ростом скорости ионизации.

Обсуждаемые особенности ионизационной динамики проявляются и в диаграмме рассеяния, как показано на рисунке 1.10(а). В обоих случаях ТЕ и ТМ поляризации существенную роль играет отражение от закритической плазмы. В случае ТЕ поляризации отражается до 40% энергии лазерного импульса, и диаграмма рассеяния имеет два ярко выраженных максимума в

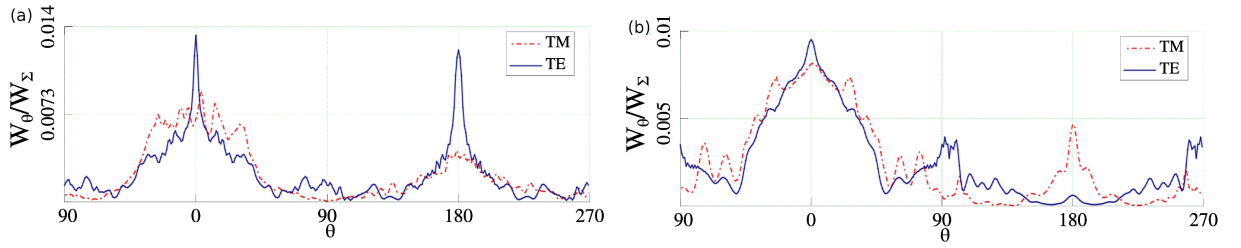


Рис. 1.10. Диаграмма рассеяния лазерного импульса после прохождения через газ, длительность импульса: (a) 100 фс, (b) 25 фс. Угол фокусировки $\theta = 0.78$, плотность газа $N_g = 3N_c$

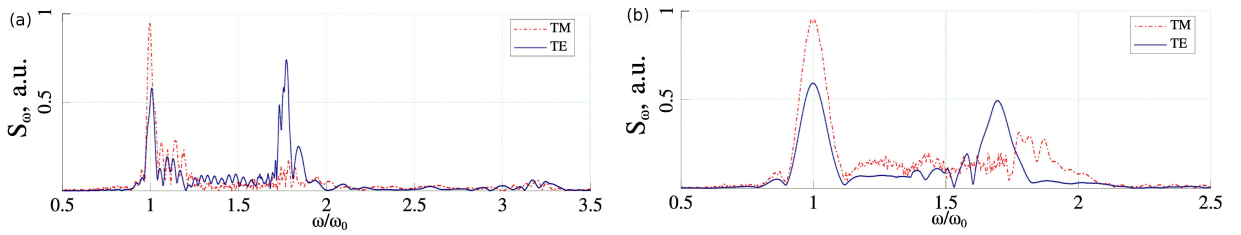


Рис. 1.11. Спектр лазерного импульса после прохождения через газ, длительность импульса: (a) 100 фс, (b) 25 фс. Угол фокусировки $\theta = 0.78$, плотность газа $N_g = 3N_c$.

прямом и обратном направлении, а также небольшой промежуточный максимум вблизи $\pi/2$. В то же время для ТМ поляризации величина отраженной энергии немного меньше и составляет около 35% полной энергии импульса. Диаграмма рассеяния в этом случае не имеет ярко выраженного пика и сильно изрезана. В обоих случаях наблюдается значительная модификация спектра с увеличением частоты, основная часть энергии сосредоточена в области меньше $1.8\omega_0$, но из-за более резкой ионизации в ТМ случае сдвиг частоты незначительно больше, см. рисунок 1.11(а).

В случае более коротких импульсов (25 фс) распределение плазмы становится сильно неоднородным, а в случае ТМ поляризации неоднородности проявляются более явно, имеют более резкие края и более высокую концентрацию плазмы, см. рисунок 1.9(б). На рисунке 1.10(б) представлено сравнение диаграмм рассеяния для ТЕ- и ТМ- поляризованных 25 фс лазерных импульсов. В случае ТЕ поляризации сильного отражения назад не наблю-

дается, большая часть излучения рассеивается вперед или в поперечном направлении, хорошо различимы локальные максимумы вблизи $\pi/2$. В случае ТМ поляризации, как и в случае более длинных импульсов, диаграмма рассеяния шире, чем для ТЕ поляризации, но не наблюдается боковой максимум, а хорошо различим максимум, соответствующий отражению назад. Это связано с тем, что в отличие от случая более длинного импульса не образуется сплошного закритического плазменного распределения, распределение более неоднородно, хотя в максимуме концентрация электронов значительно превышает критическое значение. В случае более коротких импульсов играет роль ширина спектра импульса, и динамика плазмы определяется неоднородностями поля, которые вызваны различием фокусируемых масштабов и длин для различных спектральных компонент. Как и в случае более длинных импульсов наблюдается сильное увеличение частоты лазерного излучения, которое из-за более резкой ионизации более сильно выражено для ТМ поляризации (примерно 90%), чем для ТЕ поляризации (примерно 80%), см. рисунок 1.11(b).

Наблюдаемые особенности ионизационной динамики в зависимости от поляризации имеют общий характер, так как единственным параметром определяющим существенные различия в динамике ТЕ- и ТМ- поляризованных импульсов является концентрация плазмы, формируемая самосогласованным образом. Если в процессе взаимодействия концентрация электронов приближается к критической, динамика поля и плазмы будет существенно различаться для случаев ТЕ и ТМ поляризации. При этом можно сказать, что распределение плазмы в случае ТМ-поляризованного импульса будет иметь более резкие границы и более резко нарастать. Вообще говоря, развитие плазменного резонанса может приводить при высоких плотностях газа к очень резким градиентам концентрации, накладывающим более жесткие ограничения на параметры численного моделирования, чем связанные со скоростью

ионизации и характерными пространственными масштабами. Одним из важных факторов, ограничивающих эти процессы, является учет столкновений в плазме, рассмотренный в следующем параграфе.

1.6. Влияние соударений и керровской нелинейности на ионизационную динамику лазерных импульсов

В предыдущих параграфах анализировалась модель взаимодействия лазерного излучения с веществом, где учитывался только эффект ионизации. Между тем основные особенности этого взаимодействия проявляются при плотностях, существенно превышающих критическое значение. Такие плотности достигаются либо в газах при высоком давлении (критическая концентрация N_c при длине волны 0.8 мкм соответствует давлению примерно 60 атмосфер), либо в веществе в конденсированном состоянии. С ростом плотности среды частота электронных столкновений ν может стать сравнимой с частотой лазерного излучения ω , и поглощение лазерной энергии становится важным фактором в динамике лазерно-плазменного взаимодействия. Кроме того, коэффициент кубичной нелинейности среды также увеличивается с ростом плотности, что может усиливать начальную фокусировку лазерного пучка или даже приводить к самофокусировке или самоканалированию лазерного излучения. При достаточно высоких плотностях газа эти эффекты могут иметь решающее значение для процесса взаимодействия лазерного излучения с веществом.

Для исследования влияния электронных соударений и кубичной нелинейности на ионизационную динамику фемтосекундных лазерных импульсов было проведено численное моделирование для различных плотностей газа от разреженного газа с плотностью $0.016N_c$ (1 атмосфера) до плотностей, близких к плотностям конденсированной среды, $100N_c$ (6000 атмосфер).

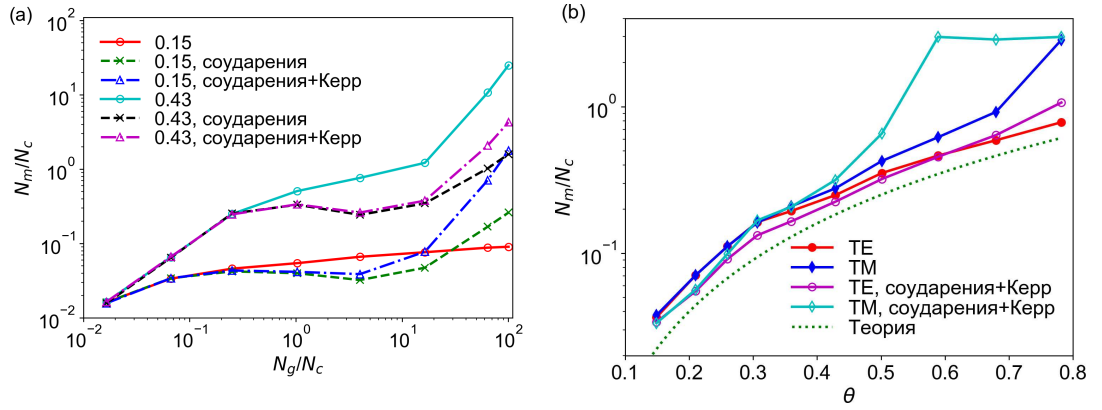


Рис. 1.12. (а) Максимальная плотность электронов N_m в зависимости от плотности газа N_g для 25 фс ТЕ-поляризованного лазерного импульса. (б) Максимальная плотность электронов N_m в зависимости от угла фокусировки θ для 25 фс и 100 фс ТЕ-, ТМ-поляризованных лазерных импульсов в газе плотностью $N_g = 3N_c$. Учитывается ионизационная и керровская нелинейности и соударения электронов с тяжелыми частицами.

На рисунке 1.12(а) приведена зависимость максимальной плотности плазмы при распространении импульса в газе от плотности газа для 25 фс ТЕ-поляризованного импульса для двух углов фокусировки $\theta = 0.15$ и $\theta = 0.43$. Хорошо видно, что, начиная примерно с плотности газа $0.25N_c$, учет соударений приводит к понижению максимальной плотности плазмы, что объясняется увеличением влияния поглощения, связанным с ростом частоты соударений. Существует минимум концентрации при плотностях около $3-4 N_c$, после чего плотность плазмы опять начинает возрастать. Это связано с тем, что поглощение в формирующейся плазме меняет механизм, ограничивающий плотность плазмы на промежуточном этапе динамики. При малой плотности газа поле ограничивается рефракцией на образовавшейся в плазме, и максимальная плотность плазмы достигается в прифокальной области. При большой плотности газа поле значительно поглощается в образовавшейся плазме, и максимальное значение и плотность плазмы достигаются непосредственно в фокусе. При этом за счет ослабленной рефракции амплитуда поля может оставаться достаточной для заметной ионизации, что может приводить

к значительному росту максимальной концентрации. Фактически это означает, 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. Кроме того, учет соударений ограничивает уменьшение характерных пространственных масштабов и резкий рост плотности электронов при возрастании плотности газа до твердотельных значений для случая ТМ поляризации.

При учете соударений в плазме ионизация далека от насыщения, поэтому следует ожидать, что при высоких давлениях керровская нелинейность будет важным фактором, определяющим динамику системы. При высоких плотностях газа кубичная нелинейность приводит к дополнительной фокусировке лазерного излучения. Дополнительная фокусировка приводит к локальному увеличению амплитуды и, как следствие, к увеличению максимальной плотности электронов, см. рисунок 1.12. При резкой фокусировке этот эффект проявляется слабее из-за уменьшения эффективной длины взаимодействия (амплитуда поля резко спадает при удалении от точки фокуса), поэтому проявляется при большей плотности газа.

Максимальная плотность электронов после прохождения 25 фс и 100 фс ТЕ-, ТМ-поляризованных импульсов в газе плотностью $N_g = 3N_c$ приведена на рис. 1.12(b). Хорошо видно, что при учете столкновений и керровской нелинейности зависимость от длительности импульса уменьшается, и все четыре кривые при не очень высоких углах фокусировки близки к кривой $N_c\theta^2$. Значительная разница наблюдается только при больших углах фокусировки в случае ТМ поляризации, когда плотность электронов приближается к критическому значению из-за плазменного резонанса. Плазменные неоднородности по-прежнему формируются даже для ТЕ-поляризованного лазерного импульса, хотя плотность электронов не достигает критического значения.

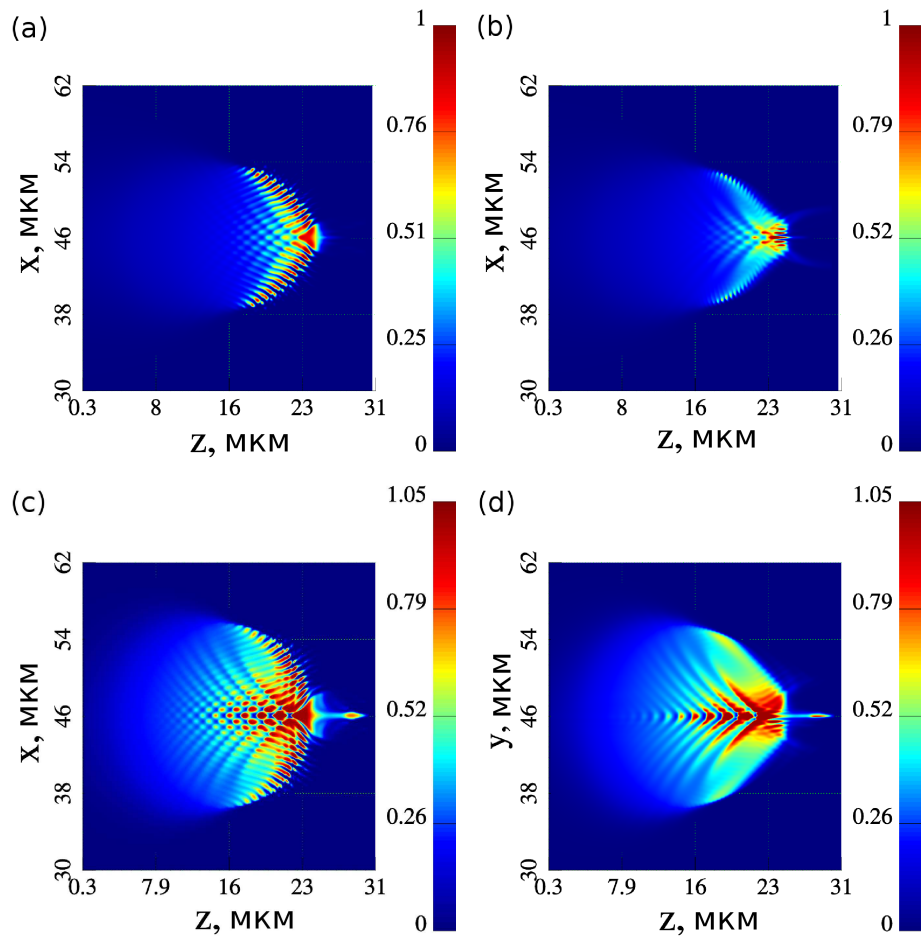


Рис. 1.13. Распределение плотности электронов после распространения 100 фс лазерного импульса, сфокусированного под углом $\theta = 0.78$ в газе плотностью $N_g = 1N_c$: (a) 2D TE поляризация, (b) 2D TM поляризация, (c) 3D моделирование x - z плоскость, (d) 3D моделирование y - z плоскость. Импульс y -поляризован и распространяется слева направо, $z_f = w_0 = 25$ мкм.

Следует отметить, что самофокусировка лазерного излучения это трехмерный эффект, который не может наблюдаться в двумерном моделировании. Для проверки было проведено трехмерное численное моделирование распространения сильносфокусированного лазерного излучения в плотном газе. На рисунках 1.13, 1.14 представлены распределения плазмы после прохождения 100 фс лазерного импульса для двумерного моделирования TE- (a) и TM- (b) поляризованного импульса, а также полного трехмерного моделирования в плоскостях x - z (c), y - z (d) в газе плотностью $N_g = 1N_c$ и $N_g = 100N_c$,

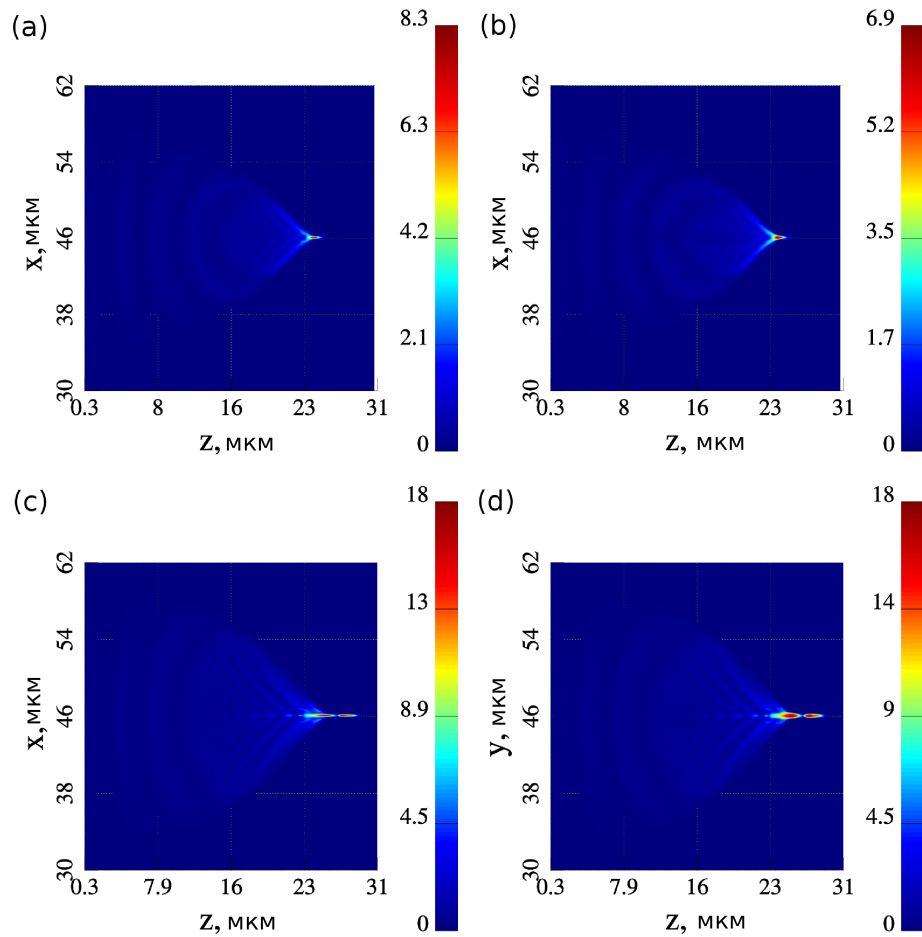


Рис. 1.14. Распределение плотности электронов после распространения 100 фс лазерного импульса, сфокусированного под углом $\theta = 0.78$ в газе плотностью $N_g = 100N_c$: (a) 2D TE поляризация, (b) 2D TM поляризация, (c) 3D моделирование x - z плоскость, (d) 3D моделирование y - z плоскость. Импульс y -поляризован и распространяется слева направо, $z_f = w_0 = 25$ мкм.

соответственно. Моделирование показывает, что при высоких давлениях влияние кубичной нелинейности при резкой фокусировке лазерных импульсов не меняет качественно ионизационную динамику. Хорошо видно, что распределения плазмы качественно подобны, хотя в трехмерном случае оно имеет более высокую плотность вблизи фокуса и более протяженное. Это объясняется тем, что при фиксированной амплитуде входного импульса амплитуда сходящейся сферической волны вблизи фокуса в трехмерном случае больше, чем в двумерном случае амплитуда сходящейся цилиндрической волны. По-

лученный результат указывает на то, что даже в случае очень высокой плотности газа, близкой к плотности твердых тел, и малых дистанциях взаимодействия, как, например, в случае резкой фокусировки, кубичная нелинейность не приводит к коллапсу или самоканалированию лазерных импульсов из-за высокого поглощения энергии и рефракции на плотной плазме. Это заключение подтверждает корректность модели, использованной для исследования ионизационной динамики.

Данные результаты опубликованы в работе [A2].

1.7. Выводы к первой главе

В данной главе рассмотрена ионизационная динамика фемтосекундных лазерных импульсов в широком диапазоне углов фокусировки. На модельной чисто ионизационной задаче численно показано, что при резкой фокусировке лазерного излучения возможно формирование мелкомасштабных неоднородностей, связанных с фокусировочной динамикой лазерного излучения. При этом малые неоднородности лазерного поля вблизи фокальной плоскости могут усиливаться за счет резкой зависимости скорости ионизации от интенсивности лазерного излучения. Показано, что ионизационная динамика существенно зависит от поляризации лазерного излучения и длительности лазерного импульса. Исследовано влияние электронных соударений в плазме и кубичной нелинейности газа на динамику системы. Показано, что поглощение в плазме ограничивает плотность плазмы, а учет кубичной нелинейности не приводит к коллапсу сильнофокусированных импульсов даже при плотностях газа, близких к плотностям конденсированной среды.

Вынужденное ионизационное рассеяние фемтосекундных лазерных импульсов

Настоящая глава посвящена вынужденному ионизационному рассеянию фемтосекундных лазерных импульсов. В параграфе 2.1 обсуждается процесс вынужденного ионизационного рассеяния, приведена постановка задачи. В параграфе 2.2 на основе анализа дисперсионного соотношения электромагнитной волны в плотном газе в условиях прямой полевой ионизации показана возможность развития быстрой ионизационной неустойчивости типа вынужденного ионизационного рассеяния. Для более детального исследования нелинейного режима вынужденного ионизационного рассеяния в параграфе 2.3 рассмотрена динамика взаимодействия сильносфокусированного лазерного импульса накачки с одиночной электромагнитной волной в плотном газе. Анализируются спектральные и энергетические характеристики рассеянного излучения, а также плазменные структуры, формирующиеся в процессе взаимодействия. В параграфе 2.4 предлагается возможность использования эффекта вынужденного ионизационного рассеяния для усиления ультракоротких лазерных импульсов. В параграфе 2.5 приведены выводы к главе.

2.1. Постановка задачи

Вынужденное ионизационное рассеяние это трехволновый процесс рассеяния электромагнитной волны на волне ионизации, по своему механизму близкий к вынужденному рамановскому [137] или бриллюэновскому [138] типам рассеяния. В роли ленгмюровской или ионно-звуковой волны в данном случае выступает волна возмущения плотности электронов, формирующаяся

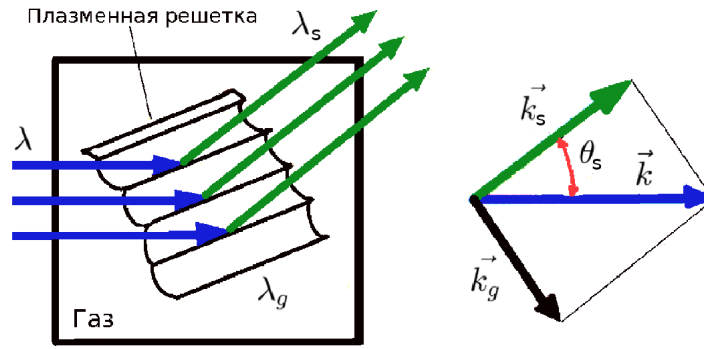


Рис. 2.1. Схематическое представление процесса вынужденного ионизационного рассеяния.

в процессе ионизации в поле сложения волны накачки и рассеянной волны, см. рисунок 2.1. Условия синхронизма в данном случае запишутся в виде

$$\mathbf{k} = \mathbf{k}_s + \mathbf{k}_g, \omega = \omega_s + \Omega, \quad (2.1)$$

где ω и \mathbf{k} — частота и волновой вектор волны накачки (лазерного импульса), ω_s и \mathbf{k}_s — частота и волновой вектор рассеянной волны, а Ω и \mathbf{k}_g — частота и волновой вектор волны возмущений плотности электронов (волны ионизации).

В качестве волны накачки в данной работе выступает фемтосекундный лазерный импульс, вследствие чего задача является ограниченной по времени и пространству, а в качестве пробной волны выступает малое возмущение поля, которое в реальном эксперименте может развиваться из тепловых шумов. В ионизируемой среде в поле суперпозиции лазерного импульса и волны возмущений формируется плазменная решетка. На этой плазменной решетке фемтосекундный лазерный импульс рассеивается, что приводит к росту амплитуды электромагнитных возмущений. В свою очередь это приводит к дальнейшему росту плотности электронов в плазменной решетке в поле сложения падающей и рассеянной волн. Особое внимание в данной главе уделено нелинейному режиму вынужденного ионизационного рассеяния, когда значительная часть энергии лазерного импульса может быть перерассеяна на

плазменной структуре.

2.2. Линейный режим вынужденного ионизационного рассеяния

Для понимания физики процессов, происходящих в нелинейном режиме вынужденного ионизационного рассеяния, мы рассмотрим линейную задачу, предполагая фоновую концентрацию однородной в пространстве, но меняющейся во времени.

Будем исходить из векторного волнового уравнения для медленно меняющейся во времени комплексной амплитуды электрического поля волны $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \exp i\omega t$

$$\Delta \mathbf{E} + \nabla \left(\frac{1}{\varepsilon} \mathbf{E} \nabla \varepsilon \right) + k^2 \left(\varepsilon \mathbf{E} - \frac{2i}{\omega} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \right) = 0 \quad (2.2)$$

и уравнения баланса для концентрации электронов $N_e(\mathbf{r}, t)$

$$\frac{dN_e}{dt} = W(E)(N_g - N_e), \quad (2.3)$$

где $W(E)$ — вероятность туннельной ионизации, зависящая только локально от модуля поля, N_g — плотность газа.

2.2.1. Ионизационная динамика

Рассмотрим линейно поляризованную волну, распространяющуюся в направлении оси x

$$\mathbf{E} = \mathbf{y}_0 E_0(t) \exp [i\varphi_0(t) - ikx], \quad (2.4)$$

где $k = \text{const}$.

Мгновенная несущая частота $\omega = d\varphi_0/dt$, предполагая плавность изменения E_0, ω, k во времени и пространстве, удовлетворяет плазменному дис-

персионному соотношению [139]

$$\omega^2 = \omega_{p0}^2 + k^2 c^2, \quad (2.5)$$

где $\omega_{p0}^2 = 4\pi e^2 N_e / m$ — мгновенная плазменная частота. Уравнения для ω и ω_{p0} могут быть получены из уравнения (2.5) с учетом уравнения (2.3) и записаны в виде

$$d\omega^2/dt = d\omega_{p0}^2/dt = W_0(\omega_{pm}^2 - \omega_{p0}^2), \quad (2.6)$$

где $\omega_{pm}^2 = 4\pi e^2 N_g / m$, а

$$W_0 = \langle W(E_0) \rangle = \sqrt{\frac{3 E_0}{\pi E_a}} W(E_0) \quad (2.7)$$

скорость ионизации в уравнении (1.5), усредненная по периоду лазерного поля в предположении $E_0 \ll E_a$.

В модифицированном геометро-оптическом приближении, с учетом третьей гармоники лазерного поля, амплитуда поля подчиняется следующему уравнению [139]

$$dE_0^2/dt = -E_0^3 W_0 (\omega_{pm}^2 - \omega_{p0}^2) / (E_a \omega^2). \quad (2.8)$$

Из этих уравнений, в частности, следует, что в процессе распространения излучения несущая частота лазерного излучения повышается, а амплитуда понижается.

В предположении, что $N_e \ll N_g$ скорость изменения плотности электронов также можно переписать в виде

$$dN_e/dt = W_0 N_g. \quad (2.9)$$

Из уравнений (2.6), (2.8) и (2.9) видно, что темп изменения частоты и амплитуды электромагнитной волны и плотности электронов во времени пропорционален W_0 . Таким образом, для того, чтобы проявиться, любая ионизационная неустойчивость должна иметь скорость роста превышающую W_0 .

2.2.2. Анализ дисперсионного соотношения

Пусть в стационарном состоянии поле представляет собой плоскую волну $\mathbf{E} = \mathbf{y}_0 E_0 \exp\left(-i\varepsilon_0^{1/2} \frac{\omega}{c} x\right)$, распространяющуюся в направлении x в однородной плазме с произвольным N_e , таким что $\varepsilon = \varepsilon_0 = 1 - N_e/N_c$. Исследуем устойчивость этого состояния по отношению к малым возмущениям. Полагая

$$\mathbf{E} = \mathbf{y}_0 [E_0 + E_1(\mathbf{r}, t)] \exp\left(-i\varepsilon_0^{1/2} \frac{\omega}{c} x\right), N_e = N_0 + N_1, \quad (2.10)$$

линеаризуя (2.2) и (2.3) и полагая $N_e \ll N_g$, получаем следующие уравнения для возмущений E_1, N_1 :

$$-\frac{2ik^2}{\omega} \frac{\partial E_1}{\partial t} + \Delta E_1 - 2i\varepsilon_0^{1/2} k \frac{\partial E_1}{\partial x} - \frac{1}{\varepsilon_0} \frac{E_0}{N_c} \frac{\partial^2 N_1}{\partial y^2} - k^2 \frac{E_0}{N_c} N_1 = 0, \quad (2.11)$$

$$\frac{\partial N_1}{\partial t} + W_0 N_1 + \frac{1}{2} \frac{\alpha W_0}{E_0} N_g (E_1 + E_1^*) = 0, \quad (2.12)$$

где $\alpha = d \ln W_0 / d \ln E_0 = 2E_a / 3E_0 - 1/2$. Представляя $E_1(\mathbf{r}, t) = u_1(\mathbf{r}, t) + iv_1(\mathbf{r}, t)$, где u_1, v_1 — действительные функции, мы приходим к набору дифференциальных уравнений:

$$\frac{2k^2}{\omega} \frac{\partial v_1}{\partial t} + \Delta u_1 + 2\varepsilon_0^{1/2} k \frac{\partial v_1}{\partial x} - \frac{1}{\varepsilon_0} \frac{E_0}{N_c} \frac{\partial^2 N_1}{\partial y^2} - k^2 \frac{E_0}{N_c} N_1 = 0, \quad (2.13)$$

$$-\frac{2k^2}{\omega} \frac{\partial u_1}{\partial t} + \Delta v_1 - 2\varepsilon_0^{1/2} k \frac{\partial u_1}{\partial x} = 0, \quad (2.14)$$

$$\frac{\partial N_1}{\partial t} + W_0 N_1 + \frac{\alpha W_0}{E_0} N_g u_1 = 0. \quad (2.15)$$

Для решения вида $u_1, v_1, n_{e1} \sim \exp(\Gamma t - i\kappa \mathbf{r})$ дисперсионное соотношение запишется в виде

$$(\Gamma + W_0) \left(\kappa^2 + \frac{4}{\kappa^2} \left[\frac{k^2}{\omega} \Gamma - i\varepsilon_0^{1/2} k \kappa_x \right]^2 \right) = \alpha W_0 \frac{N_g}{N_c} \left(\frac{\kappa_y^2}{\varepsilon_0} - k^2 \right). \quad (2.16)$$

Учтем, что $\kappa^2 = \kappa_x^2 + \kappa_y^2 + \kappa_z^2$, $\kappa_x = \kappa \cos \theta$, $\kappa_y = \kappa \sin \theta \cos \psi$, где θ — угол между волновым вектором волны ионизации и направлением распространения волны x , ψ — угол между компонентой волнового вектора в плоскости (y, z) и направлением поляризации электрического поля \mathbf{y} , поделим правую и левую часть на k^2 и перепишем это уравнение в виде

$$(\Gamma + W_0) \left(\frac{1}{k^2} [\kappa^2 - 4k^2 \varepsilon_0 \cos^2 \theta] + \frac{4}{\kappa^2 c^2} \Gamma^2 - \frac{8i\varepsilon_0^{1/2} \cos \theta}{\kappa c} \Gamma \right) = -\alpha W_0 \frac{N_g}{N_c} \left(1 - \frac{\kappa^2 \sin^2 \theta \cos^2 \psi}{k^2 \varepsilon_0} \right). \quad (2.17)$$

Уравнение (2.17) подобно полученному ранее для стационарной фоновой концентрации [21], но теперь параметры фоновой среды меняются во времени.

Данное уравнение описывает разные виды неустойчивостей, более подробно обсуждаемые в работе [21]. Для нас наибольшее значение представляет резонансное увеличение Γ , происходящее вблизи волновых чисел

$$\kappa = 2(\omega/c)\varepsilon_0^{1/2} \cos \theta. \quad (2.18)$$

В этом случае волна плазменных неоднородностей резонансно усиливается волной накачки и рассеянной компонентой, поэтому эта неустойчивость называется неустойчивостью типа вынужденного ионизационного рассеяния. При $|\Gamma| \ll 2\omega\varepsilon_0^{1/2} \cos \theta$, что выполняется в широком диапазоне углов рассеяния за исключением узкой области вблизи поперечных модуляций концентрации $\theta \approx \pi/2$, и учитывая, что для развития неустойчивости необходимо $\Gamma \gg W_0$, корни уравнения (2.17) можно записать в виде

$$\Gamma_{1,2} \approx \pm(1-i) \sqrt{\omega W_0 \frac{\alpha N_g}{16 N_c} (1 - \sin^2 2\theta \cos^2 \psi)}. \quad (2.19)$$

Рассмотрим два важных случая.

1. В случае ТЕ поляризации, когда $\psi = \pi/2$, решение (2.19) перепишется в виде

$$\Gamma_{1,2} \approx \pm(1-i) \sqrt{\omega W_0 \frac{\alpha N_g}{16 N_c}}. \quad (2.20)$$

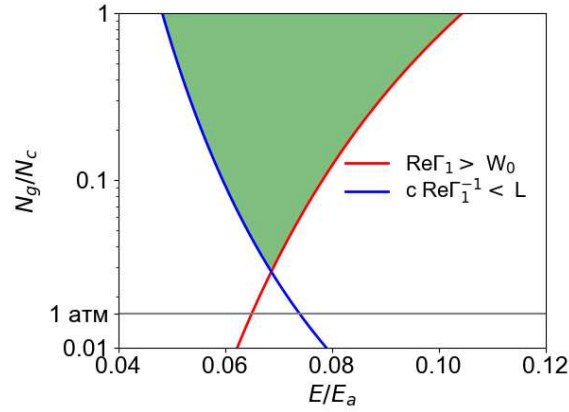


Рис. 2.2. Зависимость плотности газа от амплитуды поля для условий (2.21) и (2.22). Область параметров, в которой возможно развитие вынужденного ионизационного рассеяния, заштрихована.

Интересно отметить, что инкремент неустойчивости не зависит от угла распространения возмущений. Условие $Re\Gamma_1 \gg W_0$ реализуется, когда

$$N_g/N_c \gg (16W_0/\alpha\omega). \quad (2.21)$$

Однако рассеянные волны распространяются со скоростью света и, вследствие конечности размеров L области ионизации режим самосогласованной ионизационной неустойчивости можно ожидать, когда характерный пространственный масштаб развития неустойчивости $cRe\Gamma_1^{-1}$ меньше L , т.е.,

$$N_g/N_c > (16\omega/\alpha W_0)(\omega^2 L^2/c^2)^{-1}. \quad (2.22)$$

Это необходимое условие, которое означает, что неустойчивость может возникнуть на промежуточной стадии ионизационной динамики лазерного импульса и может сильно изменить динамику импульса и распределение плазмы. Условие (2.22) жесткое; тем не менее, оно может быть реализовано в газах при высоком давлении и, тем более, в конденсированной среде. На рисунке 2.2 приведены зависимости плотности газа от амплитуды поля для условий (2.21) и (2.22) для случая туннельной ионизации основного состояния водорода. Отметим, что в условиях (2.21) и (2.22) параметры W_0 и α являются функциями

поля. Заштрихованная область показывает область параметров, в которой возможно развитие вынужденного ионизационного рассеяния. Хорошо видно, что для параметров, использованных в главе 1, а именно, для амплитуды поля в диапазоне $0.05\text{--}0.1 E_a$ с длиной волны 0.8 мкм и размером области ионизации порядка 10 мкм, необходимая плотность газа лежит в диапазоне $0.1 N_c \text{--} 1 N_c$, что при нормальных условиях соответствует давлению $6\text{--}60$ атмосфер. Таким образом, в плотном газе возможно развитие неустойчивости типа вынужденного ионизационного рассеяния в широком диапазоне углов, что может приводить к образованию плазменных неоднородностей с характерным масштабом сравнимым с длиной волны лазерного импульса.

Возмущения концентрации электронов в данном случае представляют собой бегущую волну ионизации с частотой

$$|\Omega| = |Im\Gamma| = \sqrt{\frac{\alpha\omega W_0 N_g}{16} \frac{N_c}{N_c}} \quad (2.23)$$

и фазовой скоростью

$$V = |\Omega|/\kappa = c \left[\sqrt{\frac{\alpha\omega W_0 N_g}{16} \frac{1}{N_c}} \frac{1}{2\omega \cos \theta} \right]. \quad (2.24)$$

Из сравнения формул (2.23) и (2.24) видно, что для обратного рассеяния $\Omega/\omega = 2V/c$. На рисунке 2.3 представлена зависимость фазовой скорости волны ионизации от амплитуды поля и угла распространения возмущений для реалистичных параметров, используемых в численном моделировании. Видно, что в большом диапазоне параметров фазовая скорость волны ионизации лежит в диапазоне $0.1\text{--}0.2 c$. Из условий синхронизма (2.1) также следует, что Ω имеет смысл сдвига частоты рассеянного излучения, т.к. $\Omega = Im\Gamma < 0$, частота рассеянной волны возрастает, что согласуется с ионизационным сдвигом частоты.

2. В случае ТМ поляризации, когда $\psi = 0$, решение (2.19) переписывается

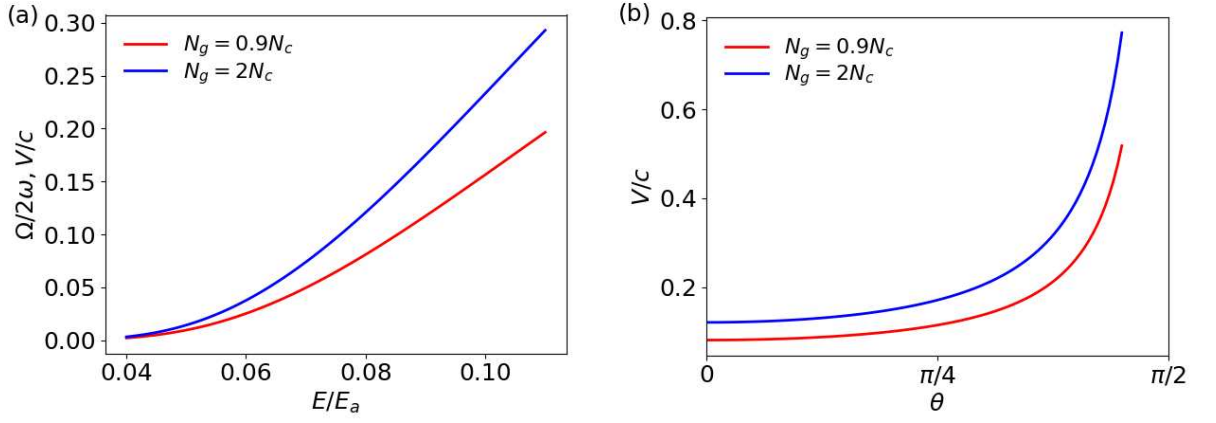


Рис. 2.3. (а) Зависимость частоты и фазовой скорости волны возмущений плотности электронов от амплитуды электромагнитной волны для обратного рассеяния. (б) Зависимость фазовой скорости волны возмущений плотности электронов от угла между направлением распространения электромагнитной волны и волны возмущений θ для амплитуды $E_0 = 0.08E_a$.

в виде

$$\Gamma_{1,2} \approx \pm(1 - i) \sqrt{\omega W_0 \frac{\alpha N_g}{16 N_c} (1 - \sin^2 2\theta)}. \quad (2.25)$$

В целом, рассуждения, приведенные выше для ТЕ поляризации, сохраняются и в данном случае. Из сравнения инкремента неустойчивости из решений (2.20) и (2.25) видно, что решения отличаются множителем $\sqrt{1 - \sin^2 2\theta}$, который монотонно убывает с ростом угла θ , что означает, что инкремент неустойчивости зависит от угла распространения возмущений, и что в случае ТМ поляризации неустойчивость может подавляться. Этот множитель равен 0 для угла $\theta = \pi/4$, что соответствует перпендикулярному распространению волны накачки и рассеянной компоненты. В этом случае компоненты электрического поля этих волн также перпендикулярны, что и приводит к подавлению неустойчивости. Следует отметить, что условие $Re\Gamma_1 \geq W_0$ в данном случае приводит к тому, что развитие неустойчивости возможно не во всем диапазоне углов, а граничный угол определяется из условия

$$\sin^2 2\theta \leq 1 - \left[\frac{\alpha \omega N_g}{W_0 N_c} \right]^{-1}. \quad (2.26)$$

Это условие говорит о том, что в случае ТМ поляризации вынужденное ионизационное рассеяние будет развиваться преимущественно в направлении вперед и назад, а в широкой области вблизи поперечного направления оно будет подавлено.

2.3. Нелинейный режим вынужденного ионизационного рассеяния

В предыдущем параграфе было показано существование неустойчивости типа вынужденного ионизационного рассеяния. В этом параграфе рассмотрим нелинейный режим вынужденного ионизационного рассеяния фемтосекундных лазерных импульсов. Пусть плоская электромагнитная волна малой амплитуды с длиной волны λ распространяется в газе (водороде) плотностью N_g под углом θ_s к направлению распространения фемтосекундного лазерного импульса с той же длиной волны, сфокусированного под углом θ_f , см. рисунок 2.1. Амплитуда электромагнитных возмущений характеризуется параметром β , равным отношению амплитуды плоской волны возмущений к амплитуде лазерного импульса в линейном фокусе.

Данная задача решалась численно путем решения самосогласованной системы уравнений Максвелла с балансными уравнениями для плотности электронов. Для численного моделирования использовалась та же постановка задачи, что и в первой главе, см. параграф 1.1. Кроме того была добавлена возможность добавления электромагнитных возмущений в виде бегущих плоских волн малой амплитуды. В численном моделировании использовались следующие параметры: угол фокусировки $\theta_f = 0.33$, амплитуда импульса в фокусе $E_0 \simeq 0.1E_a$, длительность импульса $t_p = 100$ фс, амплитуда электромагнитных возмущений $\beta \leq 6 \times 10^{-3}$. Плотность газа менялась в диапазоне от $0.1N_c$ до $2N_c$. Первоначально рассматривалась модельная чисто ионизаци-

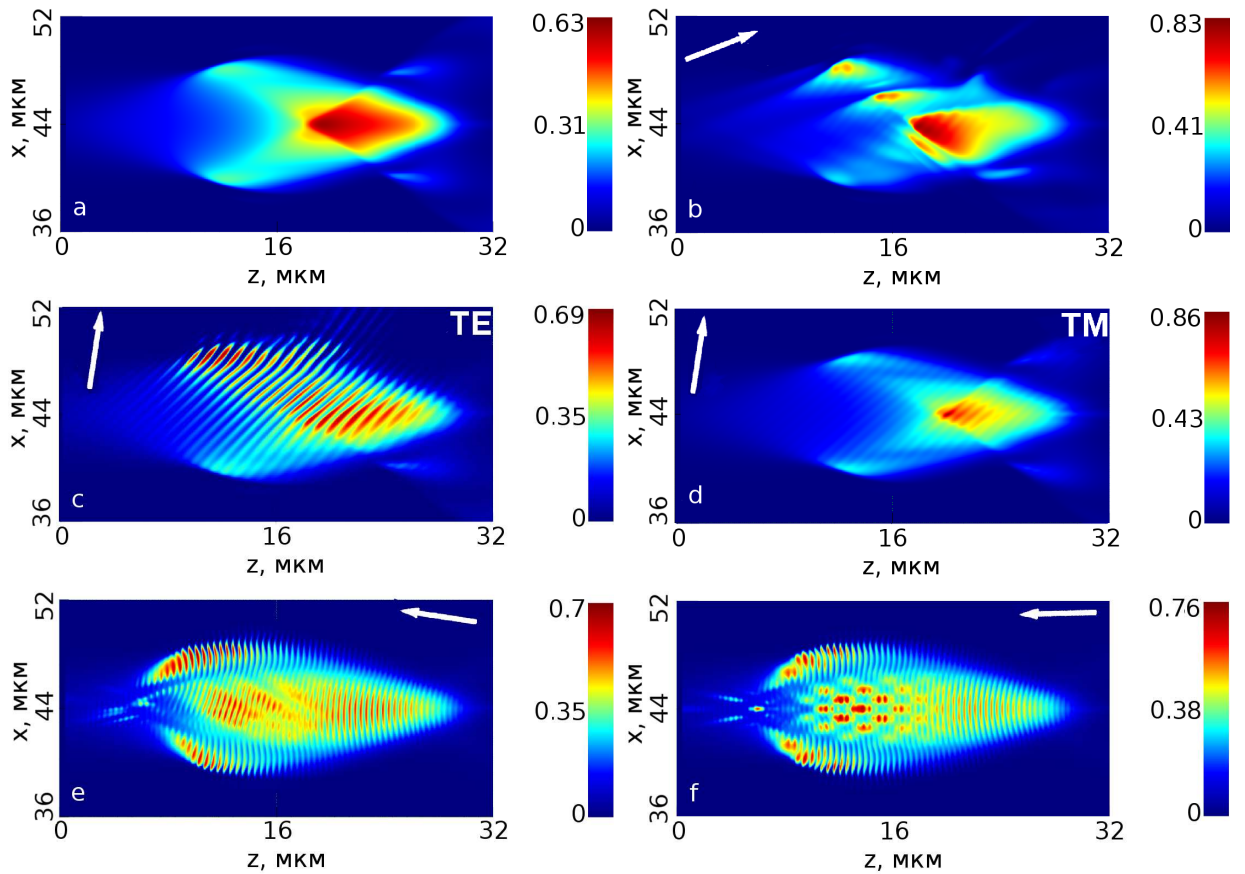


Рис. 2.4. Распределение плотности электронов, нормированное на критическое значение N_c , после прохождения ТЕ-поляризованного (кроме картинке (d)) лазерного импульса для различных углов распространения электромагнитных возмущений θ_p : (a) без возмущений, (b) 20° , (c) 80° , (d) 80° , ТМ поляризация; (e) 170° , (f) 180° . Плотность газа $N_g = 0.9N_c$, направление распространения слева направо; для удобства только центральная часть вычислительного домена представлена на картинке. Белая стрелка указывает направление распространения волны возмущения. $\beta = 6 \times 10^{-3}$.

онная задача, в дальнейшем был добавлен учет электронных соударений в плазме.

2.3.1. Структура плазмы

Сначала рассмотрим процесс формирования плазменных структур в поле сложения лазерного импульса и волны электромагнитных возмущений в процессе развития вынужденного ионизационного рассеяния. Угол фокусировки θ_f выбран не слишком большим, чтобы в отсутствие возмущений плаз-

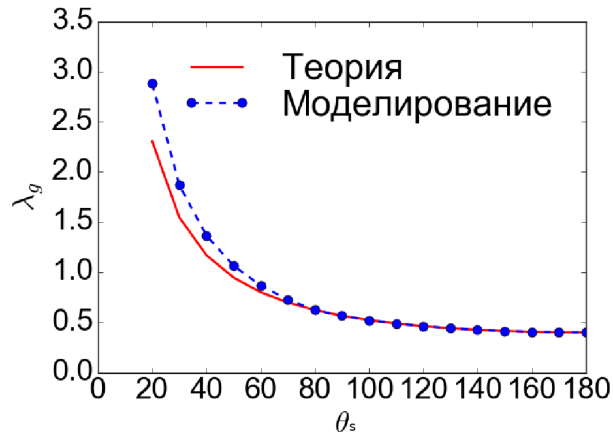


Рис. 2.5. Период плазменной решетки в зависимости от направления распространения волн возмущения θ_s . Сплошная линия представляет теоретическую оценку $\lambda/(2 \sin(\theta_s/2))$, прерывистая линия — период плазменной структуры, усредненный по всей структуре.

менная структура была гладкой, см. рисунок 2.4(a). При добавлении электромагнитных возмущений малой амплитуды формируются регулярные плазменные структуры. При малых углах распространения возмущений $\theta_s \ll 1$, когда волна возмущения распространяется практически в одном направлении с импульсом накачки, период плазменной решетки в силу ограниченности области взаимодействия может стать соизмеримым с размером ионизованной области, и регулярная решеточная плазменная структура не образуется, хотя распределение электронов может сильно отличаться от невозмущенного значения. Следует отметить, что характерный угол, при котором решетка еще не формируется, зависит от параметров задачи, в нашем случае он лежит в районе 20° , как видно на рисунке 2.4(b).

При больших углах распространения возмущения область взаимодействия может содержать большое количество периодов плазменной решетки, в нашем случае для большинства углов их число превышает 10–15, см. рисунок 2.4(c,e,f). Зависимость периода плазменной структуры от угла распространения возмущения приведена на рисунке 2.5. В этом случае угол распространения электромагнитной волны возмущений θ_s связан с углом распространения

волны ионизации θ из параграфа 2.2 как $\theta = (\pi + \theta_s)/2$. Из условия (2.18) следует, что формируется волна возмущения плотности электронов с пространственным масштабом $\lambda/(2 \sin(\theta_s/2))$. Прерывистая линия представляет период плазменной структуры, усредненный по всей структуре, т.к. он может слегка меняться вследствие сложного характера взаимодействия. Видно хорошее совпадение этого периода с теоретическими оценками, исключая только случай малых θ_s с малым числом периодов в плазменной структуре. Особое место представляет собой обратное рассеяние, т.е. распространение волны возмущений под углом $\theta_s \approx 180^\circ$. В этом случае период плазменной решетки становится минимальным, как и следует из уравнения (2.18). Кроме того такие волны могут взаимодействовать более длительное время по сравнению с поперечным распространением, т.к. поперечный размер плазменной структуры может быть значительно меньше продольного. При приближении к углу 180° из-за искривленности волнового фронта сильнофокусированного лазерного импульса формируется более сложная структура, когда в разных частях плазменной структуры плазменная решетка имеет разное направление, см. рисунок 2.4(e). При обратном рассеянии структура становится симметричной, а в центре появляется интерференционная картина в виде плазменных структур, как видно на рисунке 2.4(f).

В случае ТМ поляризации лазерного импульса при направлении распространения близком к нормальному ($\theta_s \simeq 90^\circ$) формирование плазменной решетки в значительной мере подавлено, см. рисунок 2.4(c,d), что следует из решения (2.25).

2.3.2. Эффективность вынужденного ионизационного рассеяния

Инкремент ионизационной неустойчивости (2.19) пропорционален $N_g^{1/2}$, поэтому эффективность вынужденного ионизационного рассеяния растет с

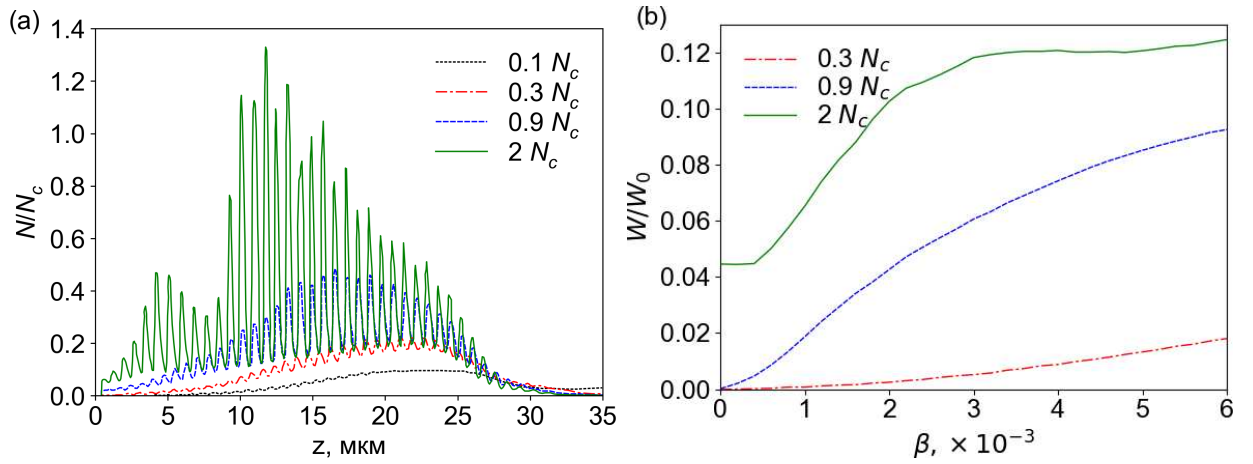


Рис. 2.6. (а) Продольное распределение концентрации электронов при $x = 46$ мкм для поперечного ионизационного рассеяния $\theta_s = 90^\circ$ и разных плотностей газа: (а) $0.1 N_c$, (б) $0.3 N_c$, (с) $0.9 N_c$, (д) $2 N_c$. (б) Рассеянная энергия для разных плотностей газа в зависимости от амплитуды возмущений β для $\theta_s = 90^\circ$.

плотностью газа. Действительно, как видно на рисунке 2.6(а), модуляция плотности электронов резко возрастает с ростом плотности газа. При плотности газа $N_g = 0.1 N_c$ плазменное распределение практически не модулировано, что объясняется тем, что инкремент неустойчивости сравним с темпом роста фоновой концентрации. По мере роста плотности газа происходит резкий рост концентрации электронов в плазменной решетке. В силу резкой зависимости вероятности ионизации от величины поля формирующаяся плазменная структура может стать практически 100% модулированной (например, для $N_g = 2 N_c$ на рисунке 2.6(а)), вследствие чего происходит эффективное брэгговское рассеяние лазерного импульса. Вместе с ростом модуляций плотности растет также и рассеянная энергия, как изображено на рисунке 2.6(б), где построена зависимость рассеянной энергии от амплитуды электромагнитной волны возмущений. Для относительно небольших плотностей газа ($N_g = 0.3 N_c$) наблюдается только линейный режим ионизационного рассеяния на всем рассматриваемом интервале значений амплитуды возмущений, и зависимость от амплитуды возмущений квадратичная. Для плотных

газов ($N_g = 2N_c$) процесс рассеяния быстро переходит на нелинейную стадию с большой модуляцией плотности электронов и достигает насыщения. Промежуточный случай ($N_g = 0.9N_c$) демонстрирует характерные черты обоих режимов по мере возрастания амплитуды возмущений.

2.3.3. Свойства рассеянного излучения

Вынужденное ионизационное рассеяние это нелинейный процесс, поэтому в процессе взаимодействия рассеянный импульс всегда был короче импульса накачки, так для 100 фс лазерного импульса накачки длительность рассеянного импульса обычно была примерно 50–60 фс. Это можно объяснить тем, что необходимо время для формирования плазменной структуры, на которой происходит рассеяние, а в сильно нелинейном режиме насыщение ионизации может приводить к замыванию плазменной решетки.

Большой интерес представляет параметры рассеянного излучения в зависимости от угла распространения волны электромагнитных возмущений θ_s . На рисунке 2.7 представлены комбинированные графики, представляющие собой диаграмму рассеяния (слева) и спектр электрического поля (справа) в зависимости от угла распространения малых возмущений поля θ_s . Можно отметить следующие общие особенности.

Во-первых, максимум рассеянного излучения наблюдается в большинстве случаев при углах близких к направлению распространения электромагнитных возмущений θ_s , а ширина углового распределения возрастает с углом фокусировки θ_f . Как видно из рисунка 2.8, где представлена зависимость эффективности рассеяния фемтосекундного лазерного импульса от угла, при малых углах фокусировки ТЕ поляризованных лазерных импульсов эффективность рассеяния примерно одинакова для всех направлений, что хорошо сочетается с решением для инкремента неустойчивости (2.20), в котором так-

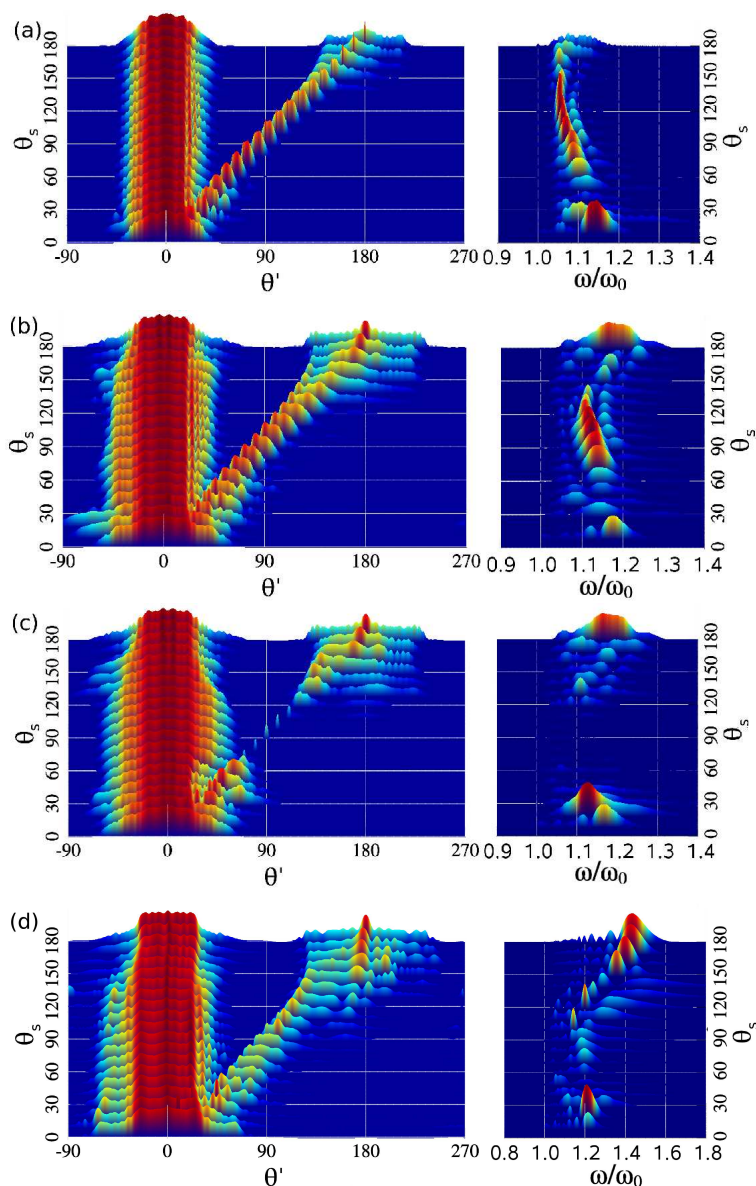


Рис. 2.7. (Слева) Диаграмма рассеяния и (справа) спектр излучения под углом θ_s для различных импульсов накачки: (а) $\theta_f = 0.25$, ТЕ поляризация; (б) $\theta_f = 0.33$, ТЕ поляризация; (с) $\theta_f = 0.33$, ТМ поляризация; (д) $\theta_f = 0.5$, ТЕ поляризация. Диаграмма рассеяния построена в логарифмическом масштабе, спектр импульса — в линейном.

же отсутствует зависимость от угла.

Во-вторых, при увеличении угла фокусировки θ_f появляется ярко выраженный максимум вблизи обратного рассеяния, что, по-видимому, можно объяснить сильной искривленностью волнового фронта. Полная рассеянная энергия растет по мере возрастания угла, однако, следует отметить, рассеяние

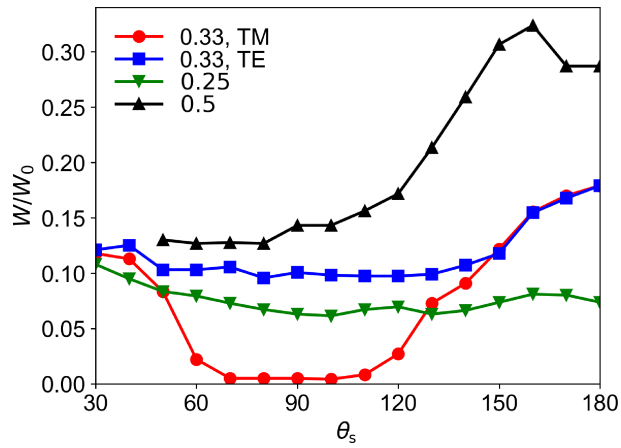


Рис. 2.8. Эффективность вынужденного ионизационного рассеяния в зависимости от угла распространения малых возмущений поля для различных углов фокусировки импульса накачки для TE- и TM-поляризованных лазерных импульсов.

назад имеет более широкое угловое распределение, сравнимое с угловым распределением лазерного импульса. В этом случае значительную долю энергии может содержать относительно низкоинтенсивный, но широкий по угловому распределению пьедестал, а в основном пике может содержаться сравнимое количество энергии. Этим же можно объяснить эффект, когда максимум рассеяния наблюдается при углах близких к 180° в достаточно широком диапазоне углов. Особенно сильно этот эффект проявляется для больших углов фокусировки ($\theta_f = 0.5$), см. рисунок 2.7(d). Это можно объяснить формированием сложных плазменных структур при углах близких к обратному рассеянию и дальнейшим перерассеянием импульса на этих структурах, при этом преимущественное рассеяние происходит в направлении назад. Также следует отметить, что эффективность рассеяния возрастает с увеличением угла фокусировки θ_f , что, по-видимому, можно объяснить ростом амплитуды в области взаимодействия.

В-третьих, в случае TM поляризации вынужденное ионизационное рассеяние подавляется для углов распространения малых возмущений близких к перпендикулярному к направлению распространения лазерного импульса. На

рисунке 2.7 картинки (b) и (c) относятся к одному углу фокусировки для ТЕ и ТМ поляризаций рассеянного излучения, соответственно. Провал в случае ТМ поляризации при углах близких к поперечному направлению распространения объясняется различной ориентацией векторов электрического поля в импульсе накачки и в плоской волне возмущения. Маленькие пики отвечают энергиям волны возмущений, которая очевидно значительно меньше энергии лазерного импульса, принимая во внимание то, что график построен в логарифмическом масштабе. Эффективность рассеяния в этом случае падает практически до нуля для углов в диапазоне от 50° до 130° , см. рисунок 2.8. Из условия (2.26) можно оценить характерный граничный угол, для которого происходит подавление вынужденного ионизационного рассеяния. Для реалистичных параметров, используемых в численном моделировании $N_g = 0.9N_c$, $E_0 \simeq 0.08E_a$, граничный угол составляет примерно 60° (в диапазоне 60° до 120° рассеяние подавлено), что очень близко к результатам полученным в численном моделировании.

В-четвертых, сдвиг частоты, полученный в численном моделировании, достаточно хорошо согласуется с аналитическими оценками в формуле (2.23). При малом угле фокусировки $\theta_f = 0.25$ сдвиг частоты рассеянного излучения слабо меняется и составляет примерно 10%–15%, что близко к сдвигу частоты, определяемому частотой волны ионизации. При увеличении угла фокусировки сдвиг частоты при обратном рассеянии становится более выраженным. 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 %, как видно из рисунка 2.7(а-с). Подобное поведение можно объяснить более продолжительным временем взаимодействия для скользящих углов по сравнению с волнами возмущений, распространяющимися в поперечном направлении. При более высоких углах фокусировки сдвиг частоты рассеянного излучения возрастает, так при угле

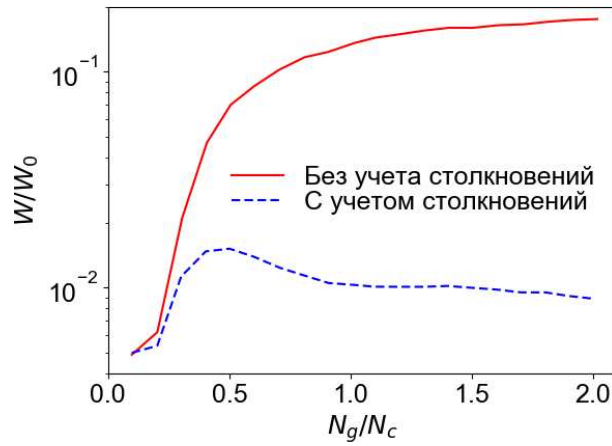


Рис. 2.9. Полная рассеянная энергия для различных плотностей газа, для двух моделей: без учета и с учетом столкновений в плазме. $\theta_s=90^\circ$, $\beta = 0.006$.

фокусировки $\theta_f = 0.5$ он может составлять до 40%, см. рисунок 2.7(d).

2.3.4. Влияние электронных соударений в плазме

Все приведенные ранее результаты относятся к чисто ионизационной модели, не учитывающей влияние соударений электронов с тяжелыми частицами, а также керровскую нелинейность. Как было показано в первой главе, в силу малости коэффициента керровской нелинейности в газах, а также малой длины взаимодействия, при не очень больших давлениях керровская нелинейность не играет существенной роли в динамике системы. Тем не менее эффекты, связанные с соударениями электронов с тяжелыми частицами, могут быть важны. На рисунке 2.9 приведена зависимость рассеянной энергии от плотности газа без учета и с учетом соударений в плазме. Хорошо видно, что вторая кривая имеет максимум примерно при $0.4N_c-0.5 N_c$, а затем начинает достаточно медленно спадать. Для более высоких плотностей газа поглощение в плазме становится главным ограничивающим фактором, что означает, что в конденсированной среде эффект вынужденного ионизационного рассеяния будет в значительной мере подавлен.

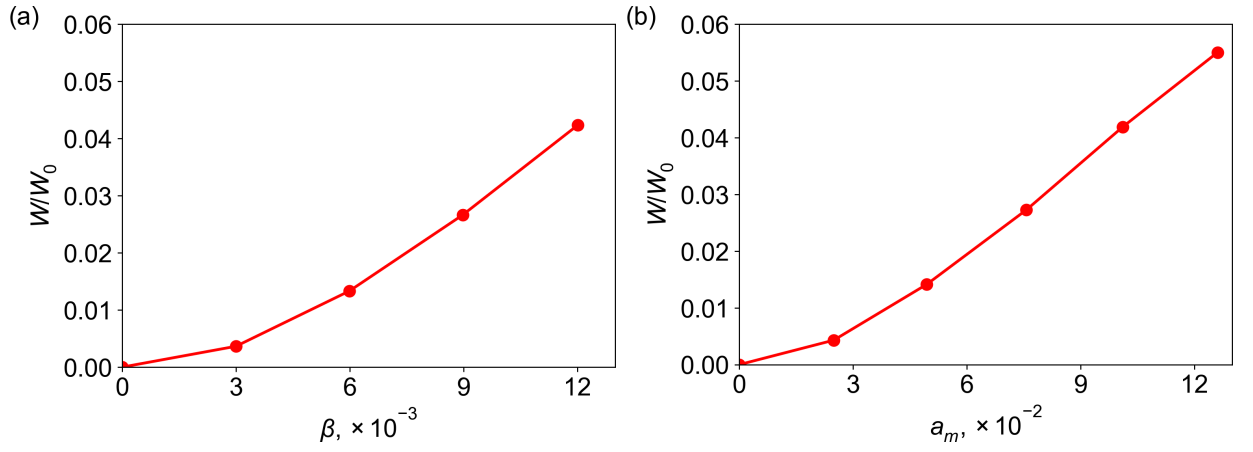


Рис. 2.10. (а) Рассеянная энергия для разного уровня возмущений плоской электромагнитной волны, угол распространения волны $\theta_s=90^\circ$, длина волны возмущения $\lambda_s = 0.8$ мкм. (б) Рассеянная энергия для разного уровня возмущений плотности, угол модуляции плотности $\alpha_m = \theta_s/2=45^\circ$, длина волны модуляции плотности $\lambda_m = \lambda_s/2 \sin(\theta_s/2) = 0.565$ мкм соответствуют рисунку (а). Плотность газа $N_g = 0.4N_c$.

2.3.5. Модуляции плотности

Везде до этого считалось, что возмущения представляют собой электромагнитную волну малой амплитуды. Вместе с тем затравкой для развития ионизационной неустойчивости может выступать не только возмущение электромагнитной волны, но и модуляция плотности газа [87]. Для демонстрации эффекта было проведено двумерное численное моделирование распространения лазерного излучения в газе с модулированной плотностью $N(\mathbf{r}) = N_g(1 + a_m \sin(\mathbf{k}_m \mathbf{r}))$, где $\mathbf{k} = (|\mathbf{k}_m| \sin(\alpha_m), |\mathbf{k}_m| \cos(\alpha_m))$, $|\mathbf{k}_m| = 2\pi/\lambda_m$, здесь λ_m длина волны модуляций плотности, α_m это угол между осью \mathbf{z} и \mathbf{k}_m . В этом случае начальная волна ионизации будет задаваться исходной модуляцией газа, поэтому угол α_m и угол θ из параграфа 2.2 это один и тот же угол. Исходная модуляция плотности газа со следующими параметрами $\alpha_m = \theta_s/2=45^\circ$, $A_m = 0.05$, $\lambda_m = \lambda_s/2 \sin(\theta_s/2) = 0.565$ мкм ведет количественно и качественно к такому же рассеянию, как и электромагнитные возмущения с $\theta_s=90^\circ$, $\beta = 0.006$, $\lambda_s = 0.8$ мкм и производит аналогичное

распределение электронов.

Доля рассеянной энергии примерно одинакова в обоих случаях и не превышает 5%, при этом рассеянная энергия возрастает при увеличении амплитуды возмущений, как β , так и a_m , как показано на рисунке 2.10. Следует подчеркнуть, что система гораздо более чувствительна к возмущениям поля, чем к возмущениям плотности газа, вследствие резкой зависимости скорости ионизации от амплитуды поля. При данных параметрах расчета характерный уровень в примерно 4–5% рассеянной энергии достигается при $\beta \simeq 0.01$ и только при $a_m \simeq 0.1$.

Данные результаты опубликованы в работе [А3].

2.4. Усиление фемтосекундных лазерных импульсов

В этом параграфе рассматривается одно из возможных применений вынужденного ионизационного рассеяния, а именно использование ионизационной неустойчивости для усиления ультракоротких лазерных импульсов.

В своей общей постановке задача выглядит следующим образом. Два импульса, один из которых импульс накачки, а второй — усиливаемый импульс, распространяются под некоторым углом друг к другу в ионизируемой среде. С точки зрения эффективности процесса, предпочтительным выглядит обратное рассеяние при встречном направлении распространения. В некоторой области пространства импульсы пересекаются, в поле сложения этих импульсов формируется плазменная решетка, соответствующая вынужденному ионизационному рассеянию, аналогичная продемонстрированной в параграфе 2.3. При этом некоторая часть энергии импульса накачки перерассеивается и при оптимальном подборе параметров эффективно усиливает второй импульс малой амплитуды.

Важно отметить, что в силу особенностей механизма усиления макси-

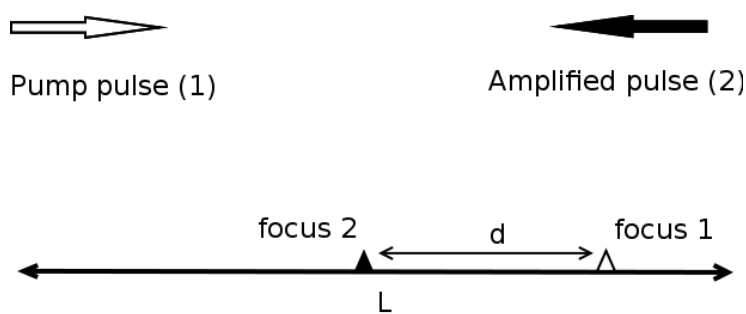


Рис. 2.11. Геометрия взаимодействия.

мально достижимые амплитуды усиленных импульсов ограничены на уровне, при котором поля в области взаимодействия сравнимы с характерными пороговыми значениями ионизации для рассматриваемой среды. При превышении этих значений среда будет полностью ионизована, сильная рефракция излучения на образовавшейся однородной плазме отрицательно скажется на качестве лазерного импульса. Данная особенность приводит к тому, что протяженная трасса взаимодействия не играет существенной роли для достижения максимального коэффициента усиления, а сам коэффициент определяется чувствительностью по отношению к малым возмущениям поля. Для эффективной перекачки энергии импульса накачки в энергию усиливаемого импульса с учетом сохранения длительности импульса необходимо обеспечить быстрый переход в сильно нелинейный режим.

Возможна следующая реализация предлагаемого механизма усиления. 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 масштаб области взаимодействия. Малый поперечный масштаб важен для однородного усиления импульса по всей апертуре и делает его более устойчивым к возможным модуляционным неустойчивостям. Малый продольный масштаб, обусловленный малой рэлеевской длиной, позволяет контролировать качество импульса и

точно выбирать момент взаимодействия. Вместе с тем такая схема взаимодействия требует точной синхронизации лазерных импульсов. В случае же слабой фокусировки усиливаемый импульс будет взаимодействовать со всем импульсом накачки, а длительность усиленного импульса будет определяться длительностью импульса накачки.

Самосогласованная ионизационная динамика системы двух сталкивающихся импульсов определяется параметрами импульсов и среды, к которым относятся длительности импульсов t_p и t_a , углы фокусировки θ_p и θ_a и амплитуды A_p и A_a импульсов накачки и усиливаемого импульса, соответственно, задержка между этими импульсами t_d , расстояние между их фокусами d , а также тип среды (газ, конденсированная среда) и ее плотность. Геометрия взаимодействия схематически представлена на рисунке 2.11. Для упрощения задачи следующие значения параметров были зафиксированы $t_p = 100$ фс, $t_a = 10$ фс, $\theta_p = 0.33$, $\theta_a = 0.5$, $d = 20$ мкм, а задача анализировалась относительно амплитуд импульсов A_p , A_a и задержки между ними t_d для водорода и гелия с различной плотностью от 0.1 до 0.9 N_c , что соответствует давлению от 6 до 54 атмосфер.

Коэффициент усиления лазерного импульса в зависимости от задержки импульса построен на рисунке 2.12(а). Плотность газа существенно влияет на коэффициент усиления, так для плотности газа 0.1 N_c наблюдается только слабое усиление примерно в 1.6 раза и кривая усиления достаточно гладкая. Максимальное усиление при рассматриваемых параметрах составляет примерно 7.5 раз по амплитуде (по энергии примерно 75 раз) и достигается при фокусировке лазерного импульса на заднем фронте импульса накачки в газе плотностью 0.9 N_c . Второй пик в зависимости коэффициента усиления от задержки между двумя импульсами наблюдается при фокусировке усиливаемого импульса на переднем фронте импульса накачки и слегка меньше. Между двумя пиками провал в усилении, что объясняется быстрым выхо-

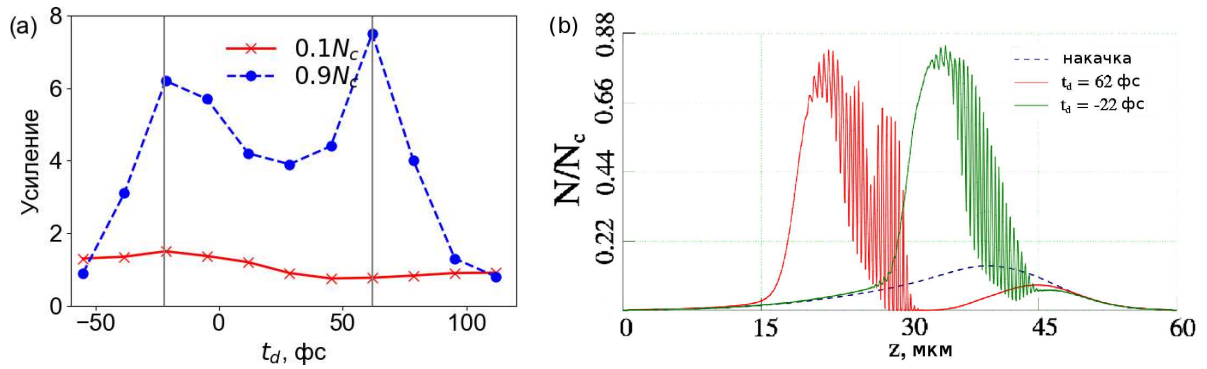


Рис. 2.12. (а) Усиление лазерного импульса в зависимости от задержки между импульсом накачки и усиливаемым импульсом. (б) Срезы плазменного распределения вдоль направления распространения лазерного импульса (ось z) для двух максимумов усиления для $N_g = 0.9N_c$. Синяя кривая показывает распределение плазмы, созданное только импульсом накачки, зеленая и красная кривые показывают распределение плазмы при фокусировке усиливаемого импульса на передний ($t_d = -22$ фс) и задний ($t_d = 62$ фс) фронты импульса накачки, соответственно.

дом на режим насыщения ионизации. На рисунке 2.12(б) представлены срезы плазменного распределения вдоль направления распространения лазерного импульса (ось z) на оси для двух максимумов усиления. Синяя кривая показывает распределение плазмы, созданное только импульсом накачки; амплитуда импульса накачки достаточно мала, поэтому ионизация далека от насыщения и максимальная концентрация электронов приблизительно равна $0.15 N_c$. Максимальная концентрация электронов, создаваемая усиливаемым импульсом, достигается в точке фокуса ($z = 30$ мкм) и меньше чем $10^{-3}N_c$ и не видна в приведенном масштабе. Зеленая и красная кривые показывают распределение плазмы, формируемое при взаимодействии обоих импульсов, при фокусировке усиливаемого импульса на передний и задний фронты импульса накачки, соответственно. На передней грани обеих плазменных структур видна сильная модуляция, которая позже размывается, как только амплитуда усиливаемого импульса достигает порога ионизации, в этом случае плотность плазмы близка к насыщению. Основное различие между этими

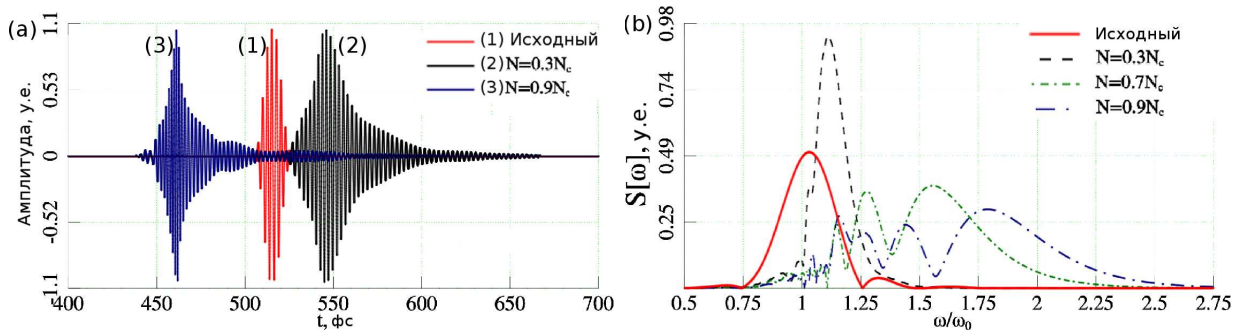


Рис. 2.13. (а) Осциллограммы и (б) спектры усиленных импульсов. Для удобства отображения амплитуда нормирована на максимальное значение.

двумя структурами заключается в пространственном положении, вследствие разной временной задержки между двумя лазерными импульсами. Этот рисунок подтверждает, что основным фактором взаимодействия является высокий инкремент неустойчивости в сильно нелинейном режиме взаимодействия.

На рисунке 2.13 осциллограммы и спектры усиленного и исходного импульса приведены для разных плотностей нейтрального газа, для удобства амплитуда лазерного импульса нормирована на максимальное значение. Усиление составляет для плотности $N_g = 0.3N_c$ примерно 4.5, для плотности $N_g = 0.9N_c$ — примерно 7.5. Для относительно небольших плотностей газа ($N_g = 0.3N_c$) длительность усиливаемого импульса увеличивается, вследствие недостаточного коэффициента усиления, однако, при увеличении плотности газа ($N_g = 0.9N_c$) длительность импульса уменьшается примерно до длительности исходного импульса, хотя и может наблюдаться достаточно длинный задний фронт. В то же время спектр импульса становится примерно в два раза шире, что означает значительную частотную модуляцию.

Как было показано в параграфе 2.2, инкремент неустойчивости возрастает с ростом плотности газа, поэтому максимальное усиление тоже растет, что демонстрирует синяя кривая на рисунке 2.14. Тем не менее усиление быстро достигает насыщения, что означает, что хотя для высоких плотностей газа инкремент неустойчивости может быть большим, из-за ограничения мак-

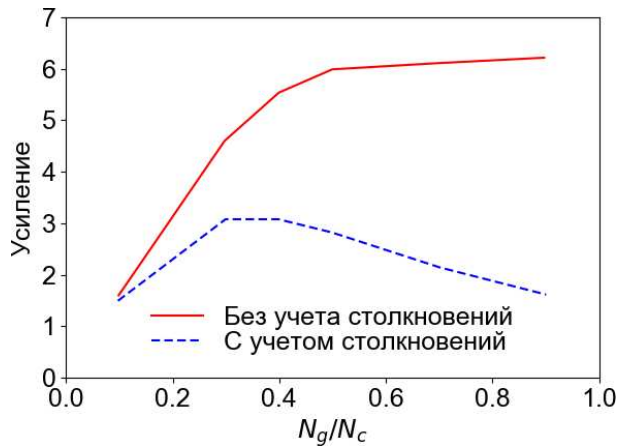


Рис. 2.14. Усиление лазерного импульса в зависимости от плотности газа.

симальной амплитуды усиливаемого импульса достигается порог усиления. Значительное усиление наблюдается примерно с плотности нейтрального газа $0.15N_c$, что для излучения с центральной длиной волны $\lambda_0 = 0.8$ мкм соответствует давлению около 10 атмосфер. Учет соударений электронов с тяжелыми частицами в образовавшейся плазме ожидаемо приводит к ослаблению эффекта с увеличением плотности нейтрального газа. Синяя кривая на рисунке 2.14 представляет зависимость коэффициента усиления с учетом соударений. Хорошо видно, что при превышении некоторого оптимального значения коэффициент усиления начинает заметно уменьшаться с увеличением плотности газа, что связано с поглощением в образующейся плотной плазме. Максимальное усиление примерно в 3 раза по амплитуде достигается при плотности газа $N_g = 0.35N_c$, что соответствует давлению около 20 атмосфер.

Интересно сравнить результаты с хорошо изученными эффектами вынужденного рамановского [137] и бриллюэновского [138] рассеяния. Эти процессы рассеяния на ленгмюровских и ионно-акустических волнах, соответственно, предлагается использовать для усиления лазерных импульсов в плазме как альтернативу Chirped Pulse Amplification [1] при высоких интенсивностях лазерного излучения. В работе [140] демонстрируется, что вынужденное

рамановское рассеяние в газовой среде позволяет достичь почти 100-кратного усиления интенсивности лазерного импульса. В работе [141] предлагается использовать вынужденное бриллюэновское рассеяние в плазме для достижения рекордных интенсивностей на существующих установках. С использованием 50 кДж импульса накачки длительностью 5 пс и 100 Дж 10 фс импульса после усиления и фокусировки можно получить 10 кДж импульс той же длительности с интенсивностью до 10^{26} Вт/см². Усиление, полученное с помощью вынужденного ионизационного рассеяния в данной работе, более скромное, что объясняется малой длиной взаимодействия. Тем не менее, усиленный в результате вынужденного ионизационного рассеяния импульс может использоваться в качестве затравки для последующего усиления на основе других механизмов, как, например, предлагается в статье [89].

2.5. Выводы ко второй главе

В данной главе был рассмотрен эффект вынужденного ионизационного рассеяния сфокусированных фемтосекундных лазерных импульсов. На основе анализа дисперсионного соотношения показано существование области параметров, в которой возможно развитие ионизационной неустойчивости типа вынужденного ионизационного рассеяния. Рассмотрен механизм развития вынужденного ионизационного рассеяния фемтосекундных лазерных импульсов, численно продемонстрировано формирование плазменной решетки при взаимодействии лазерного импульса с электромагнитной волной малой амплитуды. Изучена эффективность вынужденного ионизационного рассеяния на формирующейся плазменной решетке, а также свойства рассеянного излучения. Показано, что в отличие от ТЕ-поляризованных импульсов, для которых ионизационное рассеяние эффективно во всем диапазоне углов, для ТМ-поляризованных лазерных импульсов ионизационное рассеяние практи-

чески полностью подавлено для возмущений, распространяющихся перпендикулярно к лазерному импульсу. Продемонстрировано, что кроме возмущений поля в качестве затравки может выступать модуляция плотности газа, но в силу резкой зависимости вероятности ионизации от электрического поля чувствительность к возмущениям поля значительно выше. На основе эффекта вынужденного ионизационного рассеяния предложена схема усиления встречных лазерных импульсов, а также продемонстрирована возможность усиления 10 фс лазерного импульса до 3 раз по амплитуде.

Глава 3

Взаимодействие фемтосекундного лазерного излучения с одиночной водяной каплей и аэрозолем

Данная глава посвящена численному и экспериментальному исследованию взаимодействия фемтосекундного лазерного импульса с одиночной водяной каплей и аэрозолем. В параграфе 3.1 представлены основные уравнения, описывающие самосогласованную динамику лазерного излучения и плазмы в условиях пробоя в диэлектрике, приведено описание численного эксперимента и параметров моделирования. В параграфе 3.2 на основе теории Ми описана структура рассеянного излучения при взаимодействии плоской волны с одиночной диэлектрической сферой. В параграфе 3.3 численно исследуется самосогласованная ионизационная динамика при взаимодействии плоской волны с одиночной водяной каплей на примере водяных капель диаметром 3 и 30 мкм, исследуются спектральные и энергетические характеристики рассеянного излучения, а также нелинейное поглощение в объеме капли. В параграфе 3.4 проводится сравнение результатов численного моделирования с экспериментами по взаимодействию лазерного излучения с одиночными водяными каплями и аэрозолями. В параграфе 3.5 приведены выводы к главе.

3.1. Постановка задачи

3.1.1. Основные уравнения

Для исследования ионизационной динамики при взаимодействии фемтосекундных лазерных импульсов с водяными каплями используется система

уравнений, схожая с описанной в разделе 1.1. Основные различия связаны с моделью ионизации среды. Для полноты изложения приведем здесь полную систему уравнений. Ее основу составляют уравнения Максвелла

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{J} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, \quad (3.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (3.2)$$

материальные уравнения для среды

$$\mathbf{D} = (\varepsilon + 4\pi\chi^{(3)}\mathbf{E}^2)\mathbf{E}, \quad (3.3)$$

описывающие среду с кубичной нелинейностью, и уравнения для плазменных токов

$$\frac{\partial \mathbf{J}}{\partial t} + \nu_e \mathbf{J} = \frac{e^2}{m} N_e \mathbf{E}. \quad (3.4)$$

Эта общая система уравнений дополнена уравнениями для описания ионизации воды, рассмотренными подробно в параграфе 1.3 Обзора литературы. Ниже кратко приведены эти уравнения.

Динамика концентрации электронов ионизации описывается балансным уравнением

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} = \left(\frac{\partial N_e}{\partial t} \right)_{field} + \left(\frac{\partial N_e}{\partial t} \right)_{rec}, \quad (3.5)$$

где первое слагаемое учитывает полевую ионизацию, второе — рекомбинацию электронов и ионов.

В случае полевой ионизации

$$\left(\frac{\partial N_e}{\partial t} \right)_{field} = W(I)(N_m - N_e), \quad (3.6)$$

где $W(I)$ — вероятность ионизации в единицу времени, являющаяся нелинейной функцией от интенсивности лазерного излучения.

В качестве параметра при вычислении вероятности ионизации используется параметр Келдыша

$$\gamma = \frac{\omega \sqrt{m_e I_p}}{e|E|}. \quad (3.7)$$

На основе модели Келдыша при $\gamma \gg 1$ вероятность многофотонной ионизации записывается как

$$W_{mpi}(\gamma) = \frac{2}{9\pi} \omega \left(\frac{m\omega}{\hbar} \right)^{3/2} \phi \left(\sqrt{2n - 2 \left(\frac{\tilde{I}_p}{\hbar\omega} \right)} \right) \exp \left[2n \left(1 - \frac{1}{4\gamma^2} \right) \right] \left(\frac{1}{16\gamma^2} \right)^n. \quad (3.8)$$

При $\gamma \ll 1$ вероятность туннельной ионизации может быть записана в виде

$$W_{tun}(\gamma) = \frac{2}{9\pi^2} \frac{I_p}{\hbar} \left(\frac{mI_p}{\hbar^2} \right)^{3/2} \left(\frac{\hbar\omega}{I_p\gamma} \right)^{5/2} \exp \left[-\frac{\pi}{2} \frac{I_p\gamma}{\hbar\omega} \left(1 - \frac{\gamma^2}{8} \right) \right], \quad (3.9)$$

В интервале $\gamma \simeq 1$ используется гладкая аппроксимация обеих формул. Для расчета величины параметра γ используется огибающая лазерного импульса.

В фокусах внутри капли локально могут достигаться значительные значения плотности электронов, поэтому в моделировании учитывается рекомбинация

$$\left(\frac{\partial N_e}{\partial t} \right)_{rec} = -\nu_r N_e^2, \quad (3.10)$$

где ν_r — частота рекомбинации.

Взаимодействие с лазерным импульсом и поглощению энергии происходит на фемтосекундных масштабах времени, термализация энергии — на временах порядка пикосекунд [103], а разрушение капли — на временах порядка миллисекунд [105]. Это позволяет моделировать поглощение внутри сферической капли с применением описанной самосогласованной модели даже при высоких интенсивностях, пренебрегая возможными деформациями. Последующая динамика деформации и разлета капли должна исследоваться отдельно с применением термодинамических и гидродинамических моделей.

3.1.2. Параметры моделирования

Самосогласованная система уравнений (3.1)–(3.10) решалась численно с использованием разработанного трехмерного кода. Для решения уравнений Максвелла применялся метод конечных разностей FDTD [130]. Для моделирования свободного пространства в качестве граничных условий использовался метод идеально согласованного слоя (PML) [131].

Было проведено численное моделирование взаимодействия линейно-поляризованной плоской волны с одиночной водяной каплей с диаметром d в интервале от 1 до 30 мкм. В условиях, когда диаметр лазерного пучка значительно превосходит диаметр капли, это приближение хорошо описывает эксперимент по взаимодействию лазерного импульса с аэрозолями или одиночными каплями. Положение капли внутри пучка определяет интенсивность волны.

Таблица 3.1. Параметры моделирования

Диаметр капли	3 мкм	30 мкм
Размер области L_0	4.608 мкм	32 мкм
Число точек N	288	800
Пространственный шаг Δ	0.016 мкм	0.04 мкм

Область моделирования представляла собой куб с длиной ребра L_0 , а пространственный шаг Δ и число точек N выбирался таким образом, что его дальнейшее уменьшение не меняло получаемых результатов. Основные ограничения на размер шага накладывало влияние эффектов, связанных со ступенчатой аппроксимацией искривленной поверхности капли. Как показано в первой главе, в задачах, связанных с прямой полевой ионизацией, слабо неоднородное поле, в данном случае вызванное численными эффектами на границе капли, в силу резкой зависимости вероятности ионизации от величини

ны поля может приводить к заметно неоднородному распределению плазмы. Для минимизации этого эффекта, помимо выбора достаточно маленького размера шага сетки, использовалась техника субпиксельного сглаживания [142]. Геометрические параметры моделирования приведены в таблице 3.1. Шаг по времени равнялся $dt = \Delta/(2c)$. Метод искусственной анизотропии [143] использовался для уменьшения влияния численной дисперсии.

Таблица 3.2. Параметры воды, использованные при моделировании

Параметр	Значение
Показатель преломления	$n_0 = 1.33$
Диэлектрическая проницаемость	$\varepsilon = 1.7689$
Коэффициент кубичной нелинейности	$n_2 = 2.0 \times 10^{-16} \text{ВТ/см}^2$ [47]
Плотность электронов	$N_m = 6.68 \times 10^{22} \text{см}^{-3}$ [45, 50, 51]
Время между соударениями	$\tau = 1$ фс [45, 50]
Частота соударений	$\nu_c = 1/\tau = 10^{15} \text{с}^{-1}$ [45, 50]
Коэффициент рекомбинации	$\nu_r = 2.0 \times 10^{-9} \text{см}^3 \text{с}^{-1}$ [45, 47]
Ширина запрещенной зоны	$I_p = 6.5$ эВ [44, 45, 47]
Эффективная масса	$m = 0.5m_e$ [45, 46, 47]

Источники задавались с использованием Total Field/Scattered Field техники [144] в форме \mathbf{y} -поляризованной плоской волны, распространяющейся вдоль оси z . Временное распределение импульса было Гауссово с длительностью импульса $t_p = 70$ фс по половине интенсивности и вакуумной длиной волны $\lambda_0 = 0.8$ мкм.

Водяная капля помещалась в центре расчетной области. Значения параметров, использованные в моделировании, приведены в таблице 3.2. Порог пробоя воды составляет примерно 10ТВТ/см^2 [45, 50, 57, 60]. Поглощение в

каждой точке внутри капли оценивалось как джоулевы потери $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}$ плюс потери на ионизацию. Для нахождения полной поглощенной энергии эта величина интегрировалась по объему капли и времени.

Преобразование излучения в дальнюю зону на основе интеграла Кирхгофа [145, 146] использовалось для вычисления рассеянного излучения в дальней зоне, в данном случае на сфере радиусом 500 мкм.

3.2. Фокусировка лазерного излучения сферическими частицами

Для лучшего понимания ионизационной динамики лазерного импульса внутри сферической частицы была рассмотрена линейная задача рассеяния плоской волны на сферической частице. Сферическая поверхность водяной капли преломляет лучи, выступая в роли линзы. В приближении геометрической оптики можно оценить фокусное расстояние такой линзы, для среды с показателем преломления $n = 1.33$

$$F = \frac{rn}{2(n-1)} \simeq 2r, \quad (3.11)$$

где r — радиус сферы. Следует отметить, что фокусное расстояние такой линзы сравнимо с апертурой, поэтому можно ожидать проявления эффектов, связанных с резкой фокусировкой, рассмотренных в первой главе.

Для исследования структуры полей внутри и вне капли можно использовать теорию Ми, описывающую рассеяние электромагнитного излучения на сферических частицах [147]. Для численного моделирования с использованием теории Ми был использован доступный численный код из работы [148]. Результаты численного решения для сфер с диаметром 3 мкм и 30 мкм приведены на рисунке 3.1. Распределение интенсивности плоской волны, рассеянной сферической частицей, имеет три максимума, пронумерованные на рисунке в

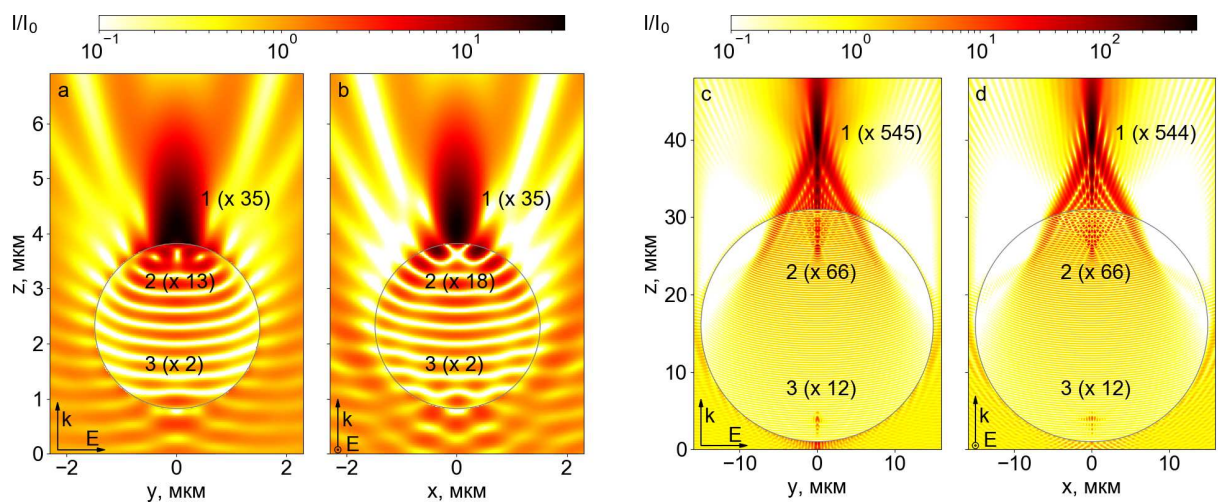


Рис. 3.1. Распределение интенсивности при рассеянии плоской волны на сфере с показателем преломления $n = 1.33$ и диаметром (a,b) 3 мкм, (c,d) 30 мкм. Цифрами отмечены три максимума: (1) максимум поля за каплей, (2) теневой фокус и (3) освещенный фокус. В скобках приведено усиление по интенсивности. Волна распространяется снизу вверх.

порядке удаления от освещенной поверхности капли. Самый удаленный первый максимум находится за каплей вблизи фокуса, он характеризуется самым большим усилением, до 35 раз для 3 мкм капли и почти 550 раз для 30 мкм капли. При достаточной интенсивности падающего излучения в точке фокуса за каплей может возникать пробой воздуха и образование плазмы. Для сферы большого размера расстояние от фокуса до поверхности капли $\gg \lambda$ и наблюдается неоднородное распределение поле, соответствующее резкой фокусировке и обсуждаемое в первой главе, см. рисунок 3.1(c,d). В случае сферы малого размера вблизи поверхности возникают полевые структуры, называемые в англоязычной литературе *photonic jets* [22, 101]. Подобные структуры могут быть использованы, например, для сканирования поверхностей с суб-волновым разрешением или для локального усиления поля.

Данная работа посвящена исследованию свойств рассеянного назад излучения и поглощения внутри капли, поэтому интерес для нас представляют два максимума, находящиеся внутри капли. Второй максимум (называемый далее теневой фокус) возникает вследствие интерференции падающей вол-

ны, преломленной на освещенной поверхности сферы, и волны, отраженной от теневой поверхности сферы. Из-за относительно невысокого коэффициента отражения на границе вода-воздух ($\sim 4\%$) усиление в этом максимуме примерно на порядок меньше, чем в первом, и для 30 мкм капли оно составляет порядка 66 раз, а для 3 мкм капли — около 18 раз. Следует отметить, что в данном случае появляется разница в распределении полей для разных сечений, усиливающаяся при уменьшении размера сферы. Третий максимум (называемый далее освещенный фокус) находится вблизи освещенной поверхности сферы и объясняется еще одним переотражением от освещенной поверхности сферы. В этом максимуме усиление поля падает еще примерно на порядок и в случае малого размера капли становится незначительным.

3.3. Взаимодействие фемтосекундного лазерного импульса с одиночной водяной каплей

На основе самосогласованной модели, описанной в параграфе 3.1, было проведено исследование ионизационной динамики для одиночных сфер диаметром от 1 мкм до 30 мкм. Ионизационная динамика для разных размеров капель имеет во многом схожие черты, поэтому в работе демонстрируется на примере сфер диаметром 3 мкм и 30 мкм, что также объясняется использованием этих результатов при сравнении с экспериментами.

3.3.1. Взаимодействие фемтосекундного лазерного импульса с 3 мкм водяной каплей

С помощью численного моделирования была исследована ионизационная динамика фемтосекундного лазерного импульса при взаимодействии с водяной каплей диаметром 3 мкм. Поперечное распределение моделирова-

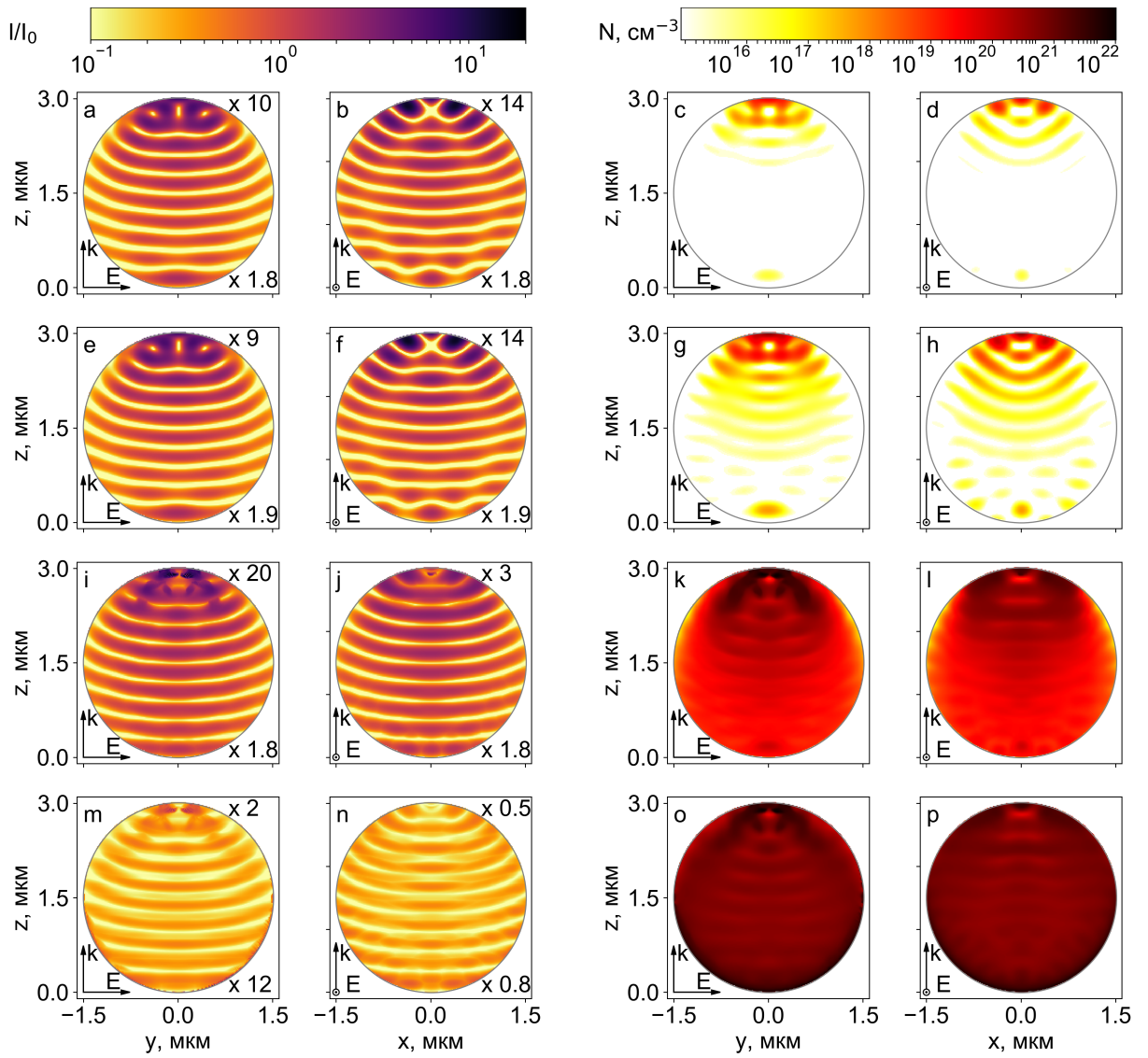


Рис. 3.2. (слева) Максимальная интенсивность, нормированная на интенсивность падающей волны, (справа) максимальная плотность электронов во время взаимодействия 70 фс лазерного импульса с 3 мкм каплей для различных интенсивностей падающей волны: (а–d) 0.5 ТВт/см^2 , (е–h) 1 ТВт/см^2 , (i–l) 10 ТВт/см^2 , (m–p) 100 ТВт/см^2 . Цифры на графиках с интенсивностью сверху и снизу означают усиление в теновом и освещенном фокусах, соответственно. Лазерный импульс y -поляризован и распространяется снизу вверх.

лось в виде плоской волны, что является оправданным приближением для широких пучков. На рисунке 3.2 представлены максимальные интенсивность и плотность плазмы внутри капли, достигаемые в процессе взаимодействия.

При низких интенсивностях ($< 1 \text{ ТВт/см}^2$) ионизация происходит глав-

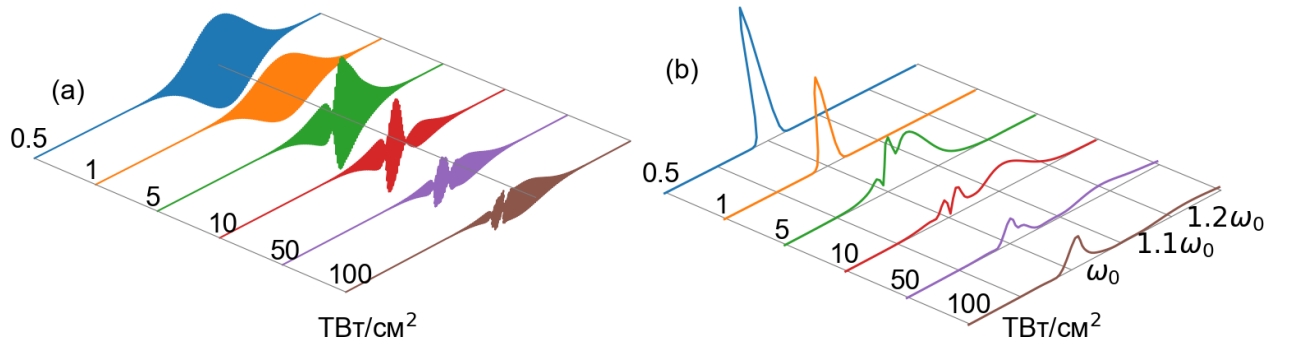


Рис. 3.3. (а) Осциллограмма импульса, рассеянного назад, для 3 мкм сферы и различных интенсивностей лазерного импульса. Амплитуда поля нормирована на амплитуду падающего импульса. (б) Спектральные характеристики излучения, рассеянного назад.

ным образом вблизи теневого фокуса, плотность плазмы в объеме капли достигает значений 10^{20} см^{-3} , а вблизи теневого фокуса приближаться к критическому значению. Вместе с тем плазма оказывает слабое воздействие на поле и структура поля внутри капли слабо отличается от линейной задачи. Интересно отметить, что при увеличении интенсивности с 0.5 ТВт/см^2 до 1 ТВт/см^2 незначительно растет усиление поля в освещенном фокусе, что, по-видимому, можно связать с увеличением отражения от теневой границы.

При 10 ТВт/см^2 ионизация наблюдается практически по всему объему сферы, т.к. это значение интенсивности близко к порогу пробоя воды, а вблизи фокуса плотность электронов значительно превышает критическое значение и достигает 10^{22} см^{-3} . Сильное поглощение в областях плотной плазмы приводит к тому, что усиление поля в фокусе подавляется, за исключением плоскости $y-z$, где явление плазменного резонанса приводит к резкому росту поля на границе с плотной плазмой, см. рисунок 3.2(i).

При дальнейшем росте интенсивности до 100 ТВт/см^2 значительная ионизация до значений порядка $10 N_c$ ($2 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$) наступает уже на освещенной границе, и заметная доля излучения поглощается, либо отражается, поэтому усиление поля внутри незначительно, за исключением усиления поля в областях плазменного резонанса вблизи плотной плазмы в плоскости $y-z$.

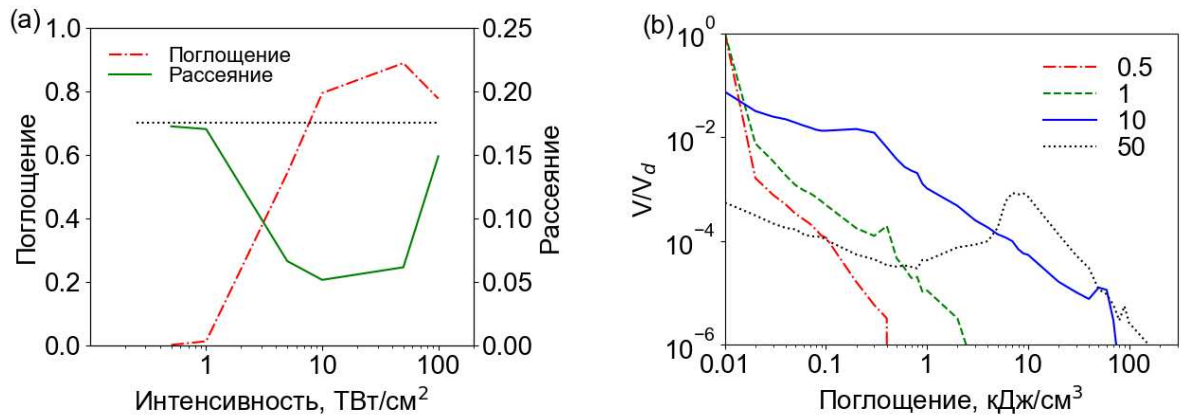


Рис. 3.4. (а) Энергия, поглощенная в плазме и рассеянная в заднюю полусферу, нормированные на энергию волны в сечении капли. (б) Распределение объема плазмы с заданным значением поглощенной энергии для разных интенсивностей: 0.5, 1, 10, 50 ТВт/см². Диаметр сферы 3 мкм.

На рисунке 3.3 приведены характерные осциллограммы и спектры рассеянного назад излучения для разных интенсивностей плоской волны. При малых интенсивностях (< 1 ТВт/см²) импульс практически не возмущен, а ионизационный сдвиг частоты практически не заметен. При интенсивности 5–10 ТВт/см² ионизация и поглощение начинают сказываться, и наблюдается существенное искажение формы импульса и уширение спектра до 20%. При дальнейшем увеличении интенсивности значительное поглощение на освещенной границе приводит к тому, что в спектре видно две составляющие: одна на основной частоте, соответствующая отраженному сигналу, и вторая со значительной модификацией частоты $> 20\%$ после отражения из капли.

Отмеченные особенности можно проследить на рисунке 3.4(а), где представлено поглощение энергии внутри капли и энергия рассеянного излучения. При приближении к порогу пробоя 10 ТВт/см² отраженная энергия резко падает, а поглощение растет почти до 90%. При увеличении интенсивности до 100 ТВт/см² резко возросшая плотность плазмы на границе приводит к росту отражения и падению поглощения. Локально поглощение может дости-

гать 100 кДж/см^3 при интенсивностях превышающих 10 ТВт/см^2 , см. рисунок 3.4(b). Такие высокие плотности энергии могут приводить к формированию зон с экстремальными значениями параметров, таких как температура и давление, превышающих $3 \times 10^4 \text{ К}$ и $5 \times 10^5 \text{ атмосфер}$, соответственно, наблюдаемых для наносекундного разряда [149].

3.3.2. Взаимодействие фемтосекундного лазерного импульса с 30 мкм водяной каплей

С помощью численного моделирования была исследована ионизационная динамика фемтосекундного лазерного импульса при взаимодействии с водяной каплей диаметром 30 мкм. Во многом ионизационная динамика совпадает с рассмотренной ранее для капли диаметром 3 мкм.

При низкой интенсивности лазерного излучения, когда влиянием образующейся плазмы можно пренебречь, интенсивность в теневом фокусе 30 мкм капли при длительности импульса 70 фс возрастает примерно в 66 раз по сравнению с падающей волной, см. рисунок 3.5(a). Порог пробоя воды фемтосекундным лазерным импульсом, составляющий примерно 10 ТВт/см^2 , достигается в теневом фокусе уже при интенсивности падающего излучения примерно $0.2 - 0.3 \text{ ТВт/см}^2$. Усиление в фокусе, находящемся вблизи освещенной границы капли, значительно меньше, примерно 12 раз, поэтому при интенсивностях $< 0.5 \text{ ТВт/см}^2$ ионизация и нелинейное поглощение энергии происходят главным образом в областях вблизи теневого фокуса, см. рисунок 3.5(a). При этом максимальная концентрация не превосходит значительно критическое значение, поэтому случай малой интенсивности позволяет приближенно рассматривать пробой капли в режиме заданного поля в рамках нестационарной теории Ми, где предполагается, что максимальная концентрация электронов ограничена критическим значением [47, 98, 104].

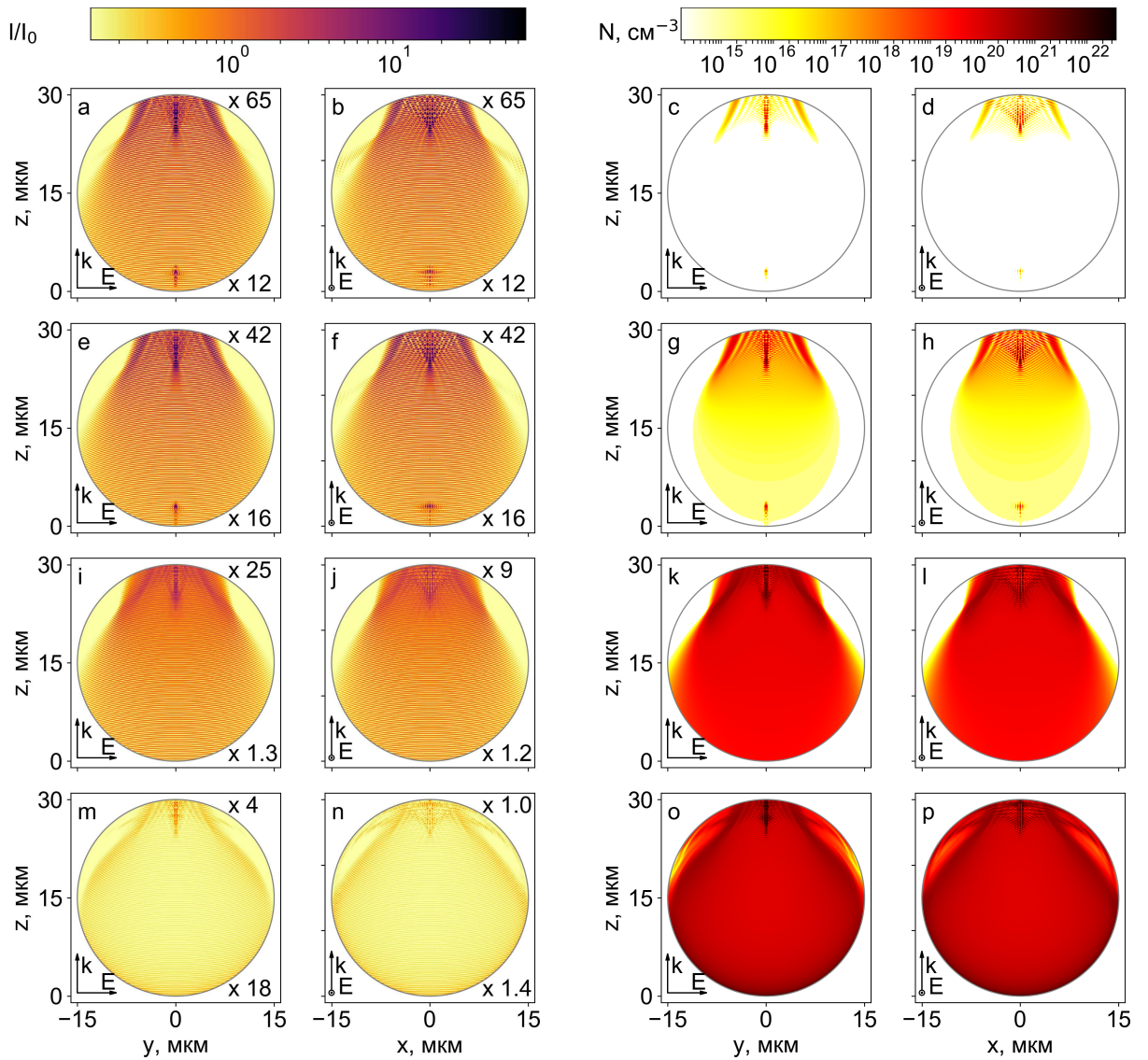


Рис. 3.5. (слева) Максимальная интенсивность, нормированная на интенсивность падающей волны, (справа) максимальная плотность электронов во время взаимодействия 70 фс лазерного импульса с 3 мкм каплей для различных интенсивностей падающей волны: (a–d) 0.25 ТВт/см^2 , (e–h) 1 ТВт/см^2 , (i–l) 10 ТВт/см^2 , (m–p) 100 ТВт/см^2 . Цифры на графиках с интенсивностью сверху и снизу означают усиление в теновом и освещенном фокусах рисунка 3.1, соответственно. Лазерный импульс y -поляризован и распространяется снизу вверх.

Для интенсивности падающего излучения порядка 1 ТВт/см^2 формируется структура плазмы с двумя центрами, см. рисунок 3.5(g,h). Хотя эта структура похожая на описываемую в литературе [47, 98, 104], максимальная концентрация электронов может в 20–30 раз превысить критическую кон-

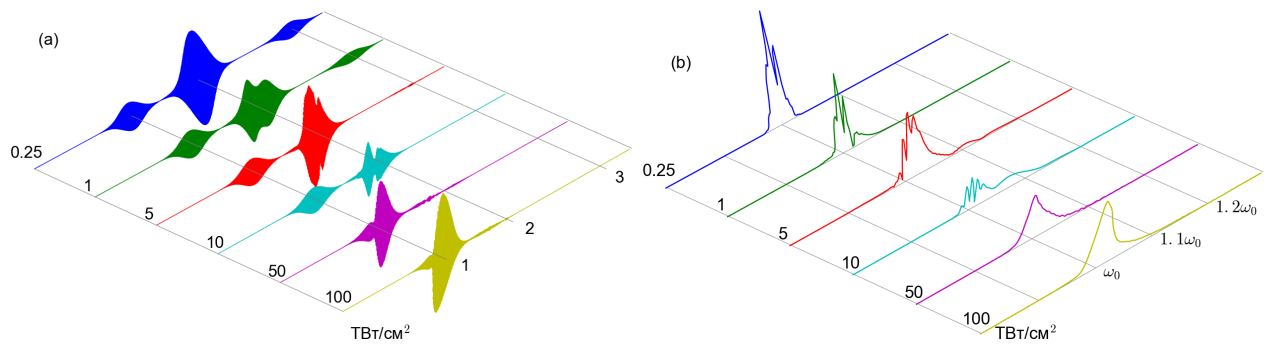


Рис. 3.6. (а) Осциллограмма импульса, рассеянного назад, для 30 мкм капли и различных интенсивностей лазерного импульса, нормированная на амплитуду падающего импульса. Цифрами отмечены разные составляющие отраженного сигнала: 1 — отражение от освещенной границы капли, 2 — излучение из капли, после одного внутреннего отражения, 3 — после двух внутренних отражений. (б) Спектральные характеристики излучения, рассеянного назад.

центрацию и локально достичь значения $4 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$, что противоречит основному предположению, используемому в этих работах.

При интенсивностях падающего излучения, близких к порогу пробоя воды (10 ТВт/см^2) и превышающих его, значительная ионизация происходит уже на освещенной границе капли, что приводит к формированию слоя за критической плазмы, см. рисунок 3.5(k,l).

На рисунке 3.6 приведены характерные осциллограммы и спектры рассеянного назад излучения для разных интенсивностей плоской волны. Для 30 мкм капли из-за малой длительности импульса временная структура излучения в дальней зоне состоит из нескольких пиков, каждый из которых соответствует одному или нескольким внутренним отражениям излучения от теневой и освещенной границ капли. Первый пик соответствует отражению непосредственно от освещенной поверхности капли. Отраженная компонента не испытывает никакого нелинейного воздействия и растет линейно с ростом интенсивности падающего излучения. Данное поведение нарушается только при интенсивностях излучения, превышающих порог пробоя воды, когда за критическая плазма образуется непосредственно на освещенной границе кап-

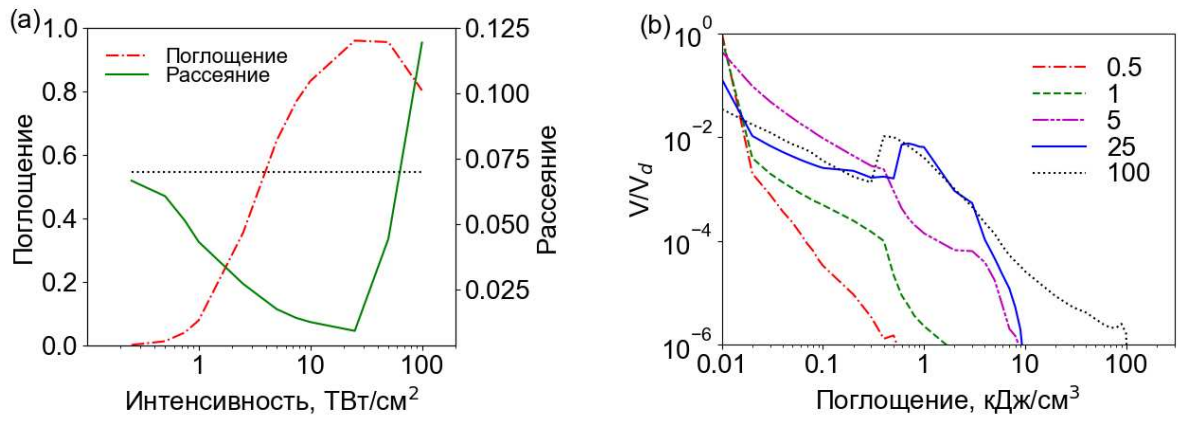


Рис. 3.7. (а) Энергия, поглощенная в плазме и рассеянная в заднюю полусферу, нормированные на энергию волны в сечении капли. (б) Распределение объема плазмы с заданным значением поглощенной энергии для разных интенсивностей: 0.5, 1, 5, 25, 100 ТВт/см². Диаметр сферы 30 мкм.

ли, что приводит к резкому росту отраженного сигнала. Более поздние компоненты рассеянного излучения либо отражаются от теневой границы, либо являются результатом многократных внутренних отражений. Эти части излучения, распространяющиеся в ионизируемой среде, подвержены сдвигу частоты и нелинейному поглощению, и в случае формирования плотной плазмы могут быть полностью поглощены внутри капли. Так, компонента, ответственная за второе внутреннее отражение, практически полностью подавляется при интенсивностях больше 1 ТВт/см². Наблюдаемый в данном случае ионизационный сдвиг частоты менее выражен, чем для капли меньшего размера, что связано с большей дистанцией в сильно поглощающей среде, которую необходимо пройти излучению из теневого фокуса.

При высоких интенсивностях сильное поглощение в образующейся плазме приводит к ограничению интенсивности внутри капли, максимальная интенсивность внутри капли не превышает 120 ТВт/см² даже для высоких интенсивностей лазерного импульса. В отличие от случая малой интенсивности с примерно 60-кратным ростом интенсивности, максимальное усиление при-

мерно 20-кратное для 2.5 ТВт/см^2 , и только 4-кратное для 25 ТВт/см^2 . Этот результат показывает, что часто применяемый подход, основанный на стационарной теории Ми, с одной стороны приводит к завышению внутренних полей, не учитывая сильное поглощение, с другой стороны, искусственно ограничивает концентрацию электронов на уровне критической. Тем не менее, использование подобного подхода может быть оправдано при интенсивностях значительно ниже интенсивности пробоя.

Фокусировка лазерного излучения внутри капли приводит к быстрой ионизации вещества и формированию за критической плазмы. На длине волны 0.8 мкм линейное поглощение пренебрежимо мало, в отличие от, например, длины волны CO_2 лазера 10.6 мкм , поэтому всё поглощение происходит в образовавшейся плазме и области поглощения совпадают с распределением концентрации электронов, изображенным на рисунке 3.5. Численное моделирование показывает, что при увеличении интенсивности лазерного импульса поглощенная энергия быстро растет, и при падающей интенсивности, близкой к пороговой интенсивности пробоя для воды 10 ТВт/см^2 , до 90% падающей энергии может быть поглощено внутри капли. Энергия, рассеянная назад, резко падает с 7% в случае до примерно 1% для интенсивностей близких к порогу пробоя. Это значение близко к энергии отражаемой только от освещенной границы, что также подтверждает факт, что при высоких интенсивностях падающего излучения значительная часть падающей энергии поглощается внутри капли.

Объем плазмы с заданным значением поглощенной энергии для разных интенсивностей изображен на рисунке 3.7(b). При низких интенсивностях (0.25 ТВт/см^2) максимальная плотность поглощенной энергии низкая, но быстро возрастает до 1 кДж/см^3 при 1 ТВт/см^2 . Для интенсивностей в диапазоне от 2.5 ТВт/см^2 до 25 ТВт/см^2 , максимальная плотность поглощенной энергии изменяется слабо и не превышает 10 кДж/см^3 . Поглощение

внутри объема водяной капли ограничивает максимально достижимую интенсивность и электронную плотность, одновременно ограничивая и плотность поглощенной энергии. Ситуация меняется при более высоких интенсивностях (100 ТВт/см^2), когда пробой происходит уже на освещенной границе капли, где самосогласованного ограничения интенсивности не происходит, поэтому могут быть достигнуты значительно большие значения плотности поглощенной энергии. Это также может приводить к резкому увеличению отраженного сигнала, вследствие отражения от закритической плазмы.

3.4. Эксперимент по взаимодействию фемтосекундного лазерного импульса с одиночной каплей и аэрозолем

Группой А.Н. Степанова из ИПФ РАН была проведена серия экспериментов по исследованию взаимодействия лазерного излучения с одиночной каплей. Кроме того, экспериментально было исследовано взаимодействие лазерного излучения с аэрозолями.

3.4.1. Экспериментальная установка

В обоих экспериментах использовалась Ti:Sa лазерная система, генерирующая 70 фс импульсы с центральной длиной волны 800 нм с максимальной энергией до 10 мДж и частотой повторения 10 Гц [150]. Лазерный пучок диаметром 10 мм по уровню $1/e^2$ фокусировался сферическим зеркалом с фокальным расстоянием $F = 50 \text{ см}$ в область взаимодействия. В обоих экспериментах для генерации водяных капель и аэрозоля использовалась дистиллированная вода.

Схема экспериментальной установки для исследования взаимодействия

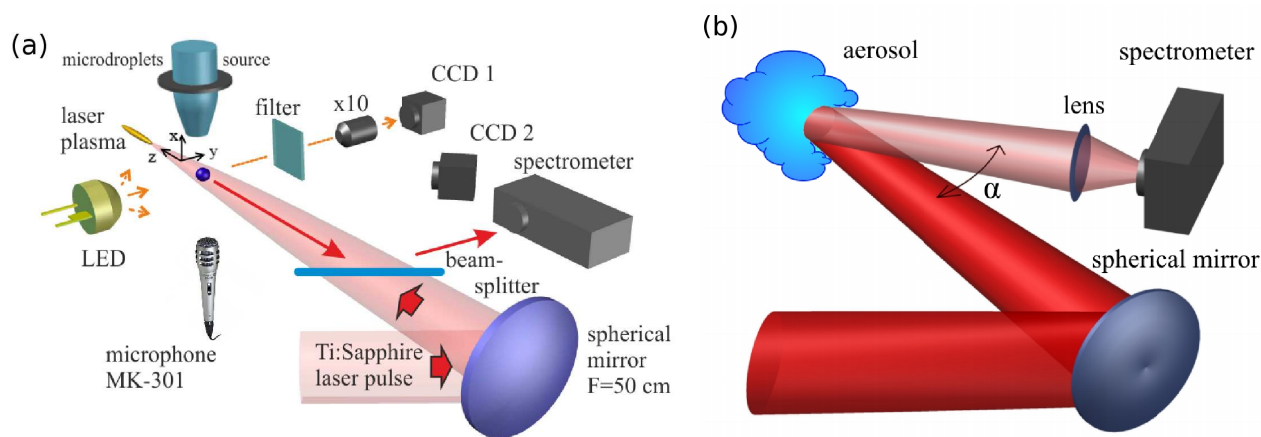


Рис. 3.8. (а) Схема экспериментальной установки по исследованию взаимодействию с одиночной каплей. (б) Схематическое изображение эксперимента по исследованию рассеяния на аэрозоле.

с одиночной каплей показана на рисунке 3.8(а). В эксперименте водяные капли генерировались 50 мкм пьезоисточником, синхронизированным с лазерной системой так, что каждый лазерный импульс взаимодействовал только с одной каплей. Импульсное напряжение, подаваемое на пьезоисточник, позволяло генерировать водяные капли диаметром 20-30 мкм. Сопло генератора водяных капель находилось примерно в 10 см от фокальной области сферического зеркала, где диаметр лазерного пучка составлял около 1 мм, пучок распространялся примерно на 1 мм ниже сопла. Размер капли, форма и положение внутри лазерного пучка контролировались CCD камерами 1 и 2. К камере 1 (Hamamatsu C8484) был присоединен объектив с 10-ти кратным увеличением, позволяющий получить изображение капли в высоком разрешении. Область взаимодействия подсвечивалась синхронизированным белым LED диодом, возбуждаемым импульсным напряжением длительностью примерно 1 мкс. Для отсечения излучения подсветки от рассеянного каплей излучения использовались оптические фильтры. Для исследования спектра излучения рассеянного каплей лазерное излучения отражалось делителем и проецировалось линзой на вход спектрометра. Энергия рассеянного излучения оцени-

ввалась интегрированием полученного спектра по всему спектральному диапазону. Акустический сигнал из водяной капли облучаемой фемтосекундным лазерным импульсом измерялся с использованием 1/4“ микрофона (МК-301, ширина полосы 100 кГц), расположенным на расстоянии 1.5 см от капли.

Схематическое описание экспериментальной установки для исследования взаимодействия лазерного излучения с аэрозолем приведено на рисунке 3.8(b). В эксперименте аэрозоль создавался коммерчески доступным распылителем (OMRON, модель NE-C30), установленным примерно в 5 см перед фокальной плоскостью. Распылитель создавал водяные капли с диаметром 3 ± 1.5 мкм. Концентрация водяных капель в струе была оценена по ослаблению излучения He:Ne лазера на уровне 10^6 см⁻³. Диаметр лазерного пучка в месте нахождения струи аэрозоля по уровню $1/e^2$ был примерно 2 мм, что значительно меньше диаметра струи 6 мм. Максимальная интенсивность в данном месте достигала 8 ТВт/см² для максимальной энергии импульса. Спектр лазерного излучения, рассеянного от струи аэрозоля под углом примерно $\alpha=20^\circ$ от направления назад, регистрировался спектрометром (Solar, модель S-150) при помощи линзы, фокусирующей освещенную область струи на входную щель спектрометра, угол приема составлял примерно 20° .

3.4.2. Разрушение водяной капли

В проведенном эксперименте водяная капля взаимодействовала с фемтосекундными лазерными импульсами с максимальной интенсивностью в диапазоне от 0.1 до 6 ТВт/см². Когда интенсивность превышала некоторое пороговое значение, наблюдалась деформация (взрыв) водяной капли, причем характер деформации сильно зависел от интенсивности лазерного излучения. Фотографии 25 мкм водяной капли после взаимодействия с лазерными импульсами с интенсивностью от 0.33 ТВт/см² до 4.0 ТВт/см², полученные в

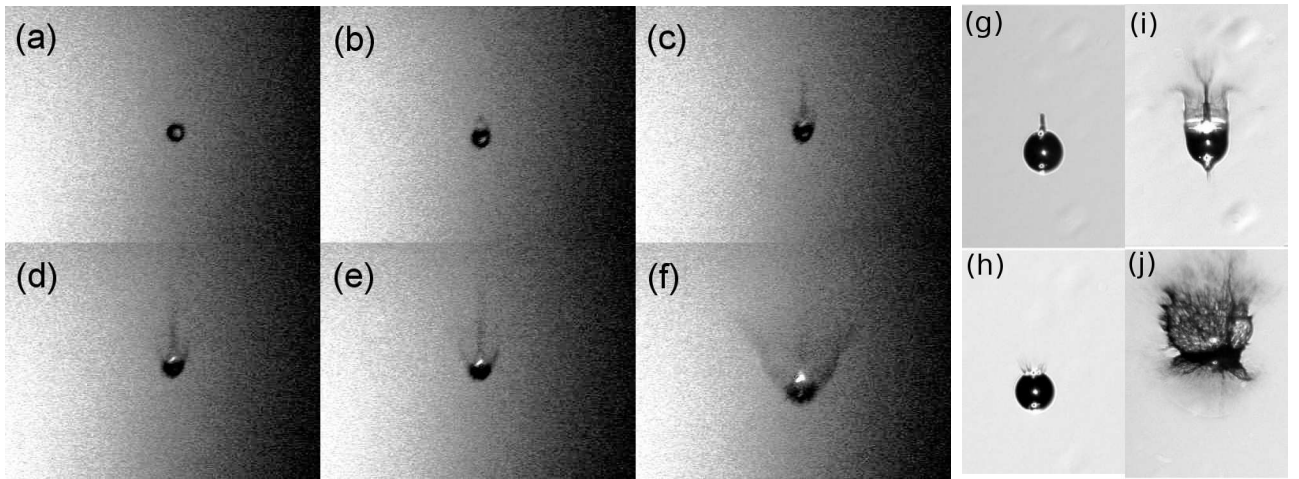


Рис. 3.9. (a–f) Фотографии 25 мкм водяной капли после взаимодействия с 70 фс лазерным импульсом при различных интенсивностях: (a) 0.33 ТВт/см^2 ; (b) 0.6 ТВт/см^2 ; (c) 0.8 ТВт/см^2 ; (d) 1.7 ТВт/см^2 ; (e) 2.9 ТВт/см^2 ; (f) 4.0 ТВт/см^2 . (g–j) Фотографии 100 мкм водяной капли после взаимодействия с 60 фс лазерным импульсом при различных интенсивностях из работы [105]: (g) 0.33 ТВт/см^2 ; (h) 0.42 ТВт/см^2 (i) 0.98 ТВт/см^2 ; (j) 180 ТВт/см^2 . Лазерный импульс распространяется снизу вверх.

эксперименте, приведены на рисунке 3.9(a–f). Временная задержка после прохождения импульса и выдержка составляли 0.25 мкс и 1 мкс, соответственно. Пороговая интенсивность для 25 мкм водяной капли по нашим оценкам составляет $I_0 \sim 0.3 \text{ ТВт/см}^2$. Эти значения хорошо согласуются с величинами, полученными в численном моделировании. При интенсивностях, слегка превышающих пороговую, появляется струя в переднем направлении, см рисунок 3.9(b,c). Структура разрушения водяной капли становится более сложной с дальнейшим ростом интенсивности лазерного излучения, однако, наблюдается главным образом выброс вещества в переднем направлении, см рисунок 3.9(d–f). Для сравнения приведены фотографии разлета 100 мкм водяной капли при разных интенсивностях излучения из работы [105]. Следует отметить, что при большем размере капли характерные значения интенсивностей в фокусах значительно возрастают, что делает динамику более выраженной. При небольшой интенсивности видна струя в переднем направлении,

см. рисунок 3.9(g,h). При дальнейшем росте интенсивности появляется также струя в обратном направлении из освещенного фокуса, см. рисунок 3.9(i), что подтверждает распределение с двумя максимумами концентрации на рисунке 3.5(g,h). При интенсивности 180 ТВт/см^2 капля разрушается с обеих сторон одновременно, что может быть вызвано значительным поглощением одновременно вблизи теневого фокуса и на освещенной границе.

3.4.3. Энергия рассеянного назад излучения

Область поглощения вблизи передней стенки капли вытянута вдоль направления распространения лазерного импульса, см. рисунок 3.5. Характерный размер области в продольном направлении составляет несколько микрон, в поперечном направлении $0.1\text{--}1 \text{ мкм}$, поэтому ее можно рассматривать как точечный источник. Точечное выделение большого количества энергии в ограниченной области пространства приводит к формированию сильных акустических (шоковых) волн. Амплитуда акустических волн измерялась экспериментально микрофоном МК-301 как функция интенсивности лазерного импульса. На рисунке 3.10(a) видно хорошее соответствие энергии акустической волны и поглощенной энергии, полученной в результате численного моделирования, в предположении, что вся поглощенная энергия перешла в энергию ударной волны.

Экспериментально была измерена эффективность рассеяния назад как функция интенсивности лазерного импульса, путем интегрирования спектра излучения, рассеянного назад, в конусе 20° по всему диапазону длин волн. Кроме того, энергия, рассеянная назад, была оценена численно как интеграл вектора Пойнтинга в дальней зоне

$$W_s = \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{2\pi} \int_{\theta_{min}}^{\theta_{max}} \frac{c}{4\pi} E(r, \theta, \varphi, t) H(r, \theta, \varphi, t) r^2 \sin \theta d\theta d\varphi dt \quad (3.12)$$

для того же конуса. Влияние нелинейного поглощения на рассеянное излу-

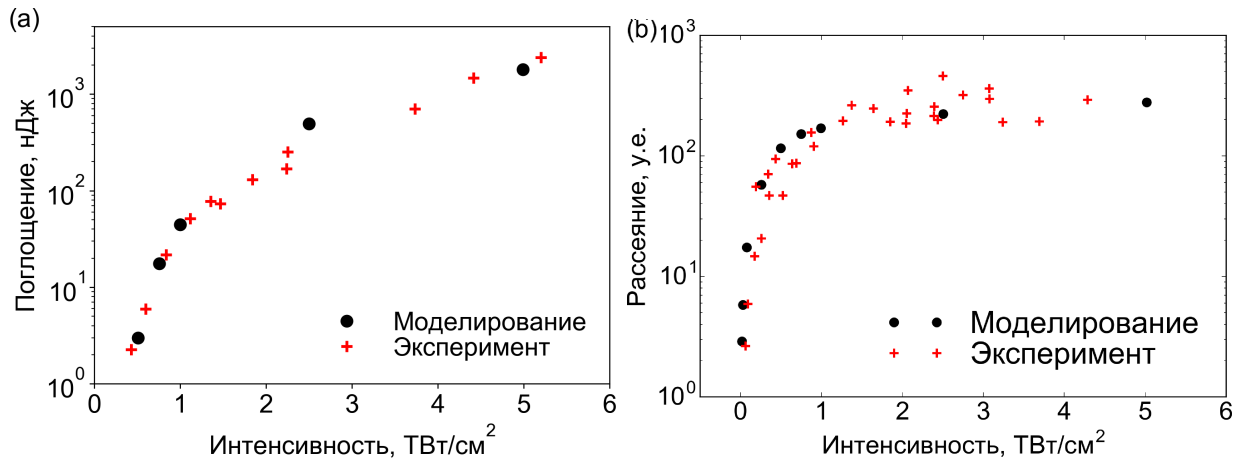


Рис. 3.10. (а) Энергия акустических волн, измеренная микрофоном, (крестики) в сравнении с поглощенной энергией из численного моделирования (точки) в зависимости от интенсивности лазерного импульса. (б) Энергия, рассеянная назад при взаимодействии с одиночной каплей, измеренная экспериментально (крестики) и полученная при численном моделировании (точки) для 30 мкм водяной капли.

чение, обсуждаемое выше, хорошо видно из рисунка 3.10(б), где экспериментальная и численная зависимость приведены на одном графике. При низких интенсивностях виден рост близкий к линейному, тогда как при высоких интенсивностях рассеянная энергия возрастает гораздо медленнее, вследствие резко возросшего поглощения. Оба графика показывают хорошее совпадение, что подтверждает адекватность используемой модели.

3.4.4. Модификация спектра

На рисунке 3.11(а) изображена эволюция спектра лазерного излучения, рассеянного назад, при взаимодействии с одиночной водяной каплей для различных интенсивностей лазерного импульса. Две основных особенности были отмечены в экспериментальном спектре.

Первая заключается в том, что спектр рассеянного излучения уширяется с увеличением интенсивности. Этот эффект объясняется нелинейной фазой, которую импульс приобретает в воздухе при распространении от компрессора

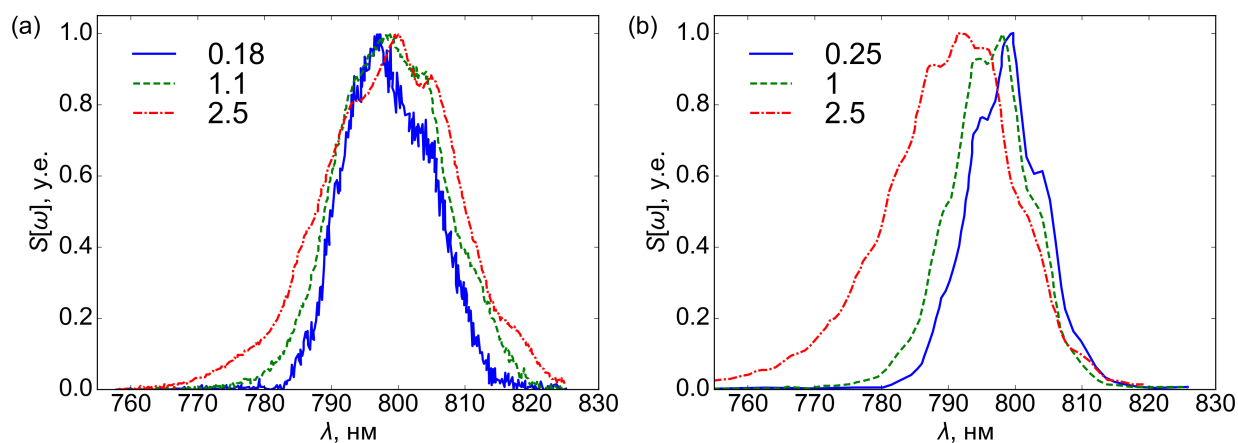


Рис. 3.11. Спектры излучения, рассеянного назад, в зависимости от интенсивности лазерного импульса для 30 мкм водяной капли: (а) экспериментальные результаты, (б) результаты численного моделирования.

лазера до местоположения капли. Оценки показывают, что нелинейный сдвиг в данном случае может достигать значения 2–3 радиана для максимальной интенсивности. Подобная нелинейная фаза приводит к уширению спектра лазерного импульса на 10–20% [151].

Вторая особенность экспериментального спектра это появление при высоких интенсивностях части спектра, сдвинутой в синюю область. Эта часть спектра проявляется сильнее при увеличении интенсивности падающего излучения и объясняется ионизационным сдвигом частоты [82].

Спектры рассеянного назад лазерного излучения, полученные в численном моделировании, приведены на рисунке 3.11(б), видно хорошее качественное и даже количественное совпадение. В данном случае не наблюдается уширения спектра в красную сторону, т.к. в моделировании не учитывается влияние кубичной нелинейности воздуха на трассе перед каплей, однако, синий сдвиг близок к наблюдаемому экспериментально. Слегка больший сдвиг, полученный в вычислениях, может объясняться некоторыми неточностями численной модели ионизации. В отличие от поглощенной энергии, которая является интегральной характеристикой, ионизационный сдвиг частоты определяется моментальной скоростью роста концентрации, и поэтому очень

чувствителен к параметрам численной модели.

3.4.5. Взаимодействие фемтосекундного лазерного импульса с аэрозолем

Аэрозоль представляет собой взвесь капель вещества, в данном случае воды, в воздухе. По сравнению с взаимодействием с одиночной каплей, взаимодействие с аэрозолем имеет ряд особенностей. В отличие от одиночной капли с известным положением, в аэрозоле с лазерным импульсом одновременно взаимодействуют много капель. Предполагая, что характерный размер аэрозольной струи много больше размера лазерного пучка, пространственное распределение капель можно считать однородным. Капли случайным образом распределены в пространстве, поэтому регистрируемый отраженный сигнал является суммой некогерентных откликов отдельных капель. В случае, когда характерный поперечный масштаб распределения интенсивности лазерного пучка значительно превосходит размер капли, рассеянное излучение от каждой капли может быть найдено в рамках ранее рассмотренной задачи о взаимодействии плоской электромагнитной волны с каплей заданного размера. При этом интенсивность этой волны определяется положением капли в поперечном сечении лазерного пучка. Это приводит, в частности, к тому, что больший вклад вносят капли, находящиеся на периферии при меньшей интенсивности излучения. Кроме того, из-за наличия поглощения в каплях волна будет испытывать затухание по мере распространения в аэрозоле, и более глубокие слои аэрозоля в направлении распространения будут взаимодействовать с волной меньшей интенсивности. Однако в эксперименте струя имела достаточно малый размер, а характерная концентрация капель (10^6 см^{-3}) была не столь высока, поэтому в численной модели этот эффект не учитывается.

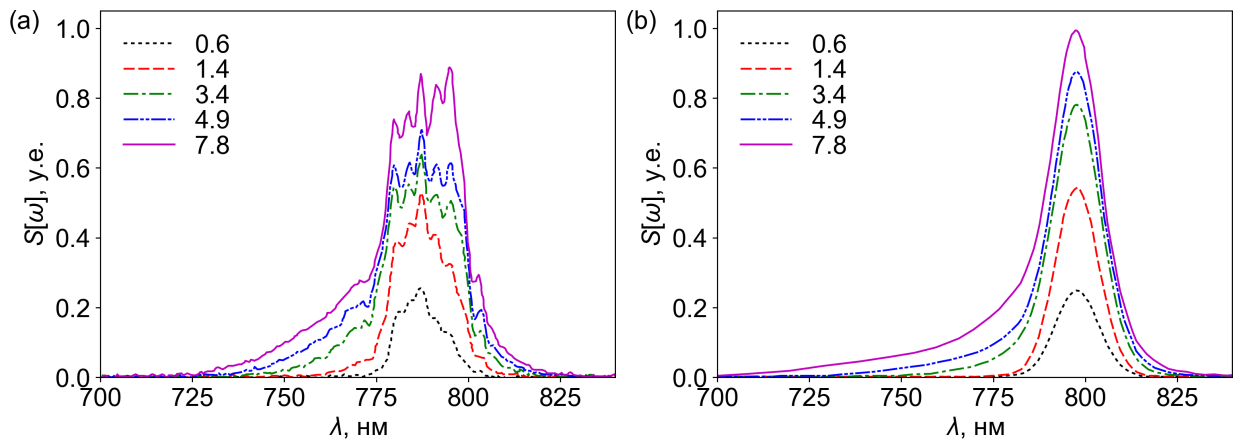


Рис. 3.12. Спектры излучения, рассеянного назад от аэрозоля, в зависимости от интенсивности лазерного импульса: (а) экспериментальные результаты, (б) результаты численного моделирования.

Исходя из этого, для численного моделирования взаимодействия лазерного импульса с аэрозолем были использованы результаты моделирования с одиночной каплей, размер которой совпадает со средним размером капли аэрозоля, в данном случае 3 мкм, в предположении плавной зависимости результатов от размера капли и узкого распределения концентрации капель от размера капли. Далее, полученные спектры излучения суммировались с весовыми коэффициентами по сечению пучка в предположении гауссова распределения интенсивности по радиусу. В эксперименте исследовался спектр рассеянного излучения, а также энергия рассеянного излучения в зависимости от интенсивности лазерного импульса.

Спектры рассеянного излучения, рассчитанные теоретически и измеренные экспериментально, представлены на рисунке 3.12. Результаты численного моделирования хорошо согласуются с результатами эксперимента. Основные особенности спектров рассеянного излучения те же, что и для спектров одиночной капли: уширение спектра за счет нелинейного набега фазы в воздухе и появление более низкочастотных компонент в спектре, в процессе резкой ионизации внутри капель. Синий сдвиг частоты возрастает по мере роста интенсивности лазерного излучения, что объясняется ростом скорости иони-

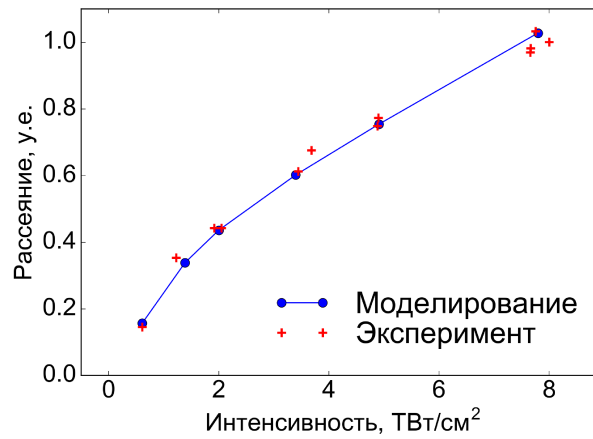


Рис. 3.13. Зависимость рассеянной назад энергии при взаимодействии с аэрозолем от интенсивности лазерного излучения: эксперимент (крестики) и численное моделирование (сплошная линия).

зависимости с интенсивностью.

Кроме того, путем интегрирования спектра по длине волны была измерена зависимость энергии рассеянного излучения от интенсивности падающего импульса, эта зависимость представлена на рисунке 3.13. Ключевой особенностью зависимости отраженной энергии от интенсивности является характерный загиб при интенсивности близкой к 1 ТВт/см², что связано с поглощением энергии внутри капель аэрозоля при приближении интенсивности к пробойной и формированием поглощающей области внутри капли. Результаты третьей главы опубликованы в статьях [А4, А5].

3.5. Выводы к третьей главе

В данной главе на основе самосогласованной модели исследовано взаимодействие лазерного импульса с одиночными водяными каплями диаметром 3 мкм и 30 мкм. Была исследована временная и спектральная структура рассеянного назад излучения. Было показано, что характерный ионизационный сдвиг частоты может достигать 20%. В процессе динамики внутри капли формируются области с плотной плазмой, поглощение в которых может до-

стигать 100 кДж/см^3 , а суммарная доля поглощенной энергии может достигать 90%. Сильное поглощение в области образовавшейся плазмы приводит к нелинейной зависимости отраженной энергии от интенсивности падающего излучения, причем характерный загиб для более мелких капель проявляется позже. Результаты сравнения экспериментальных и численных результатов для двух экспериментов, включающих в себя пробой одиночной капли и рассеяние на аэрозоле, демонстрируют хорошее количественное и качественное совпадение, что свидетельствует об адекватности используемой численной модели. Данные результаты могут представлять большой интерес, как с точки зрения диагностики атмосферы и формирования источников суперконтинуума, так и применения одиночных капель в качестве средства диагностики, а также изучения свойств вещества в экстремальных состояниях.

Глава 4

Динамика вакуумного пробоя в полях лазерных систем петаваттного класса

В данной главе рассматривается нелинейная динамика электрон-позитронной плазмы, создаваемой в результате КЭД каскада в поле сходящейся лазерной волны дипольной конфигурации. В параграфе 4.1 приводятся основные уравнения и описывается базовая постановка задачи о возможности пробоя вакуума сверхсильными полями лазерных систем. В параграфе 4.2 обсуждается нелинейный режим взаимодействия, реализуемый при мощностях сходящихся волн меньше 20 ПВт. В этом режиме в результате азимутального токового расслоения формируются плазменные структуры слоистого типа. В параграфе 4.3 анализируется нелинейный режим взаимодействия, реализуемый при мощностях сходящихся волн больше 20 ПВт. В отличие от предыдущего режима, динамика системы носит ярко выраженный сингулярный характер, происходит самосжатие электрон-позитронной плазмы под действием генерируемого магнитного поля. В параграфе 4.4 кратко обсуждаются многолучевые системы для формирования структуры поля, приближенной к идеальной дипольной волне, а также параметры мишени, необходимые для достижения рассматриваемых режимов. В параграфе 4.5 проводится обсуждение результатов и приводятся выводы к главе.

4.1. Постановка задачи

4.1.1. Основные уравнения

Рассмотрим взаимодействие лазерного излучения интенсивностью 10^{24} – 10^{25} Вт/см² с плазменными мишенями. При взаимодействии с излучени-

ем такой интенсивности мишени используются, главным образом, в качестве затравки для пробоя вакуума, что позволяет оставить многие сложные вопросы взаимодействия ультрарелятивистского излучения с плотной плазмой вне данной работы. В таких сверхсильных полях, в отличие от предыдущих глав, релятивистское движение заряженных частиц имеет принципиальное значение для динамики поля и плазмы. Кроме того, определяющее значение имеет радиационное трение, которое в данном случае должно описываться с учетом стохастичности излучения [111]. С учетом сказанного динамика поля и плазмы описывается уравнениями Максвелла

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (4.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (4.2)$$

и уравнениями движения заряженных частиц

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = \mathbf{F}_L = q \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{B} \right) \quad (4.3)$$

$$\frac{d\mathbf{r}}{dt} = \mathbf{v} = \frac{\mathbf{p}}{m} \left(1 + \frac{p^2}{m^2 c^2} \right)^{-1/2}, \quad (4.4)$$

здесь c — скорость света, q , m , \mathbf{p} , \mathbf{v} , \mathbf{r} — заряд, масса, импульс, скорость и координата частицы, F_L — сила Лоренца, действующая на частицу, \mathbf{j} — плотность тока, создаваемая движущимися частицами. Реакция излучения учитывается в рамках квазиклассического подхода, когда считается, что между актами излучения частицы двигаются классически, а процессы рождения пар и излучения фотонов описываются вероятностно методом Монте-Карло в рамках приближения локально постоянного поля (Local Constant Field Approximation) [152]. Отдача при излучении фотонов учитывается напрямую соответствующим изменением импульса и энергии частицы.

4.1.2. Численное моделирование

Для описания самосогласованной динамики поля в сильно нелинейном режиме данная система уравнений решалась численно методом частиц-в-ячейках (Particle in Cell). Уравнения для электромагнитного поля в данном методе решаются на сетке при помощи конечно-разностных методов (FDTD) или методом быстрого преобразования Фурье. Заряженные частицы и фотоны в методе частиц в ячейках задаются в виде конечного набора макрочастиц, представляющих собой совокупность некоторого числа реальных частиц, данное число называется фактором макрочастицы. В силу вычислительных ограничений, число макрочастиц в одной ячейке обычно лежит в диапазоне 1–1000, однако при моделировании плотной плазмы фактор макрочастиц может достигать больших значений. В процессе развития КЭД каскада возможен экспоненциальный рост числа частиц. Для борьбы с истощением ресурсов (памяти) применяется метод ресемплинга (прореживания), когда некоторое система из большого числа макрочастиц заменяется системой с меньшим числом макрочастиц с сохранением функции распределения. В процессе данной процедуры факторы отдельных макрочастиц могут значительно вырасти.

Координаты и импульсы (скорости) макрочастиц задаются в непрерывном пространстве, а макрочастицы привязываются к ячейкам для удобства обработки их движения. Для перемещения частиц решаются уравнения движения, при этом для вычисления силы Лоренца сеточные значения поля интерполируются в местоположение макрочастицы. Воздействие заряженных макрочастиц друг на друга моделируется не напрямую, как взаимодействие каждой с каждой, что могло бы быть слишком ресурсозатратным, а через токи, создаваемые движением заряженных частиц. Для этого индивидуальные токи, создаваемые каждой макрочастицей, суммируются в сеточные поля токов и добавляются в виде источников в уравнения Максвелла, формируя

замкнутую систему уравнений. Следует отметить, что уравнение Пуассона считается выполненным при условии выполнения закона сохранения заряда, если оно выполняется в начальный момент времени. Рождение пар и излучение фотонов описывается с помощью метода Монте-Карло, более подробно этот вопрос описан в работе [152].

Данная задача решалась численно при помощи PIC кодов PICADOR [153] и ELMIS [152]. Основная разница между двумя этими кодами в том, что основанный на методе быстрого преобразования Фурье ELMIS не имеет численной дисперсии, в отличие от общепринятого метода FDTD, используемого в коде PICADOR. Численный код ELMIS был использован для проверки того, что малые неоднородности, вносимые наличием пространственной дисперсии, не являются причиной наблюдающихся эффектов разбиения симметричного распределения по углу при мощностях меньше 20 ПВт. В расчетах использовалась кубическая сетка, имеющая размер $4 \text{ мкм} \times 4 \text{ мкм} \times 4 \text{ мкм}$ и количество ячеек $512 \times 512 \times 512$. В дипольной волне частицы, выходящие из фокуса на расстояние более 2λ , имеют исчезающую вероятность возврата, поэтому размер вычислительной области достаточен. В данной задаче использовалась длина волны $\lambda = 0.9 \text{ мкм}$, с прицелом на планируемую лазерную установку XCELS [31]. Для выбранной длины волны пространственное разрешение составляло 115 точек на длину волны. Шаг по времени был выбран равным 0.01–0.015 фс, что соответствует 200–300 шагам на период лазерной волны. Используемое разрешение достаточно для моделирования основных стадий процессов формирования и динамики электрон-позитронной плазмы, включая азимутальное токовое расслоение и начальный этап процесса сжатия плазменной колонны в режиме пинча. В то же время, сам процесс сжатия имеет сингулярную природу, вследствие чего анализируется с использованием до 32 раз более высокого разрешения по времени и по пространству.

Идеально согласованный слой (PML) [131] использовался в качестве по-

глощающих граничных условий для поля; для частиц также использовались поглощающие граничные условия. Для задания лазерного поля применялся метод Total field/Scattered field (TF-SF) [144], токи источников задавались на замкнутой поверхности в нескольких ячейках от PML. Для движения частиц использовался стандартный метод Бориса [154] совместно со схемой Езиркепова для интерполяции токов, позволяющей точно учесть закон сохранения заряда [155]. Для моделирования КЭД каскадов использовался модуль Adaptive Event Generator [152] с отдельным прореживанием для разных типов частиц. Этот модуль использует автоматическое подразбиение по временному шагу, таким образом, характерные времена излучения и распада фотонов эффективно разрешаются во время моделирования.

В численном моделировании использовалась полубесконечная во времени падающая волна

$$E\{B\}(t) = E_0\{B_0\}f(t), f(t) = 0.5(1 - \tanh(-\alpha t)) \quad (4.5)$$

с резким передним фронтом и постоянной амплитудой $E_0(B_0)$ электрического (магнитного) полей. Здесь $\alpha = 2.276/T$, T — период лазерной волны. Резкий передний фронт позволяет избежать дополнительных сложностей с инициацией каскада, связанных с выталкиванием частиц из области взаимодействия медленно нарастающим передним фронтом.

В зависимости от параметров характерное время расчета на 512 ядрах на вычислительных кластерах (МЦ РАН, НРС2N) составляло от нескольких часов до нескольких суток. На первый взгляд, такое применение трехмерного моделирования может показаться чрезмерным, потому что оно требует значительных вычислительных ресурсов, особенно для расчетов с максимальным разрешением. Однако стоит подчеркнуть, что создание аналитической теории, описывающей самосогласованную динамику в сильно нелинейном режиме в условиях развития КЭД каскада, представляется весьма трудно реали-

зуемой задачей. Использование альтернативных численных подходов, таких как моделирование в двумерной цилиндрической геометрии (r - φ координаты) или использование аксиальной симметрии исходной задачи (координаты r - z) искусственно навязывают симметрии, которые могут изменить динамику взаимодействия. Симметрия вдоль оси z исключает выход частиц из области сильного поля в направлении оси z , а аксиальная симметрия подавляет развитие изгибной неустойчивости и исключает возможность исследования азимутального токового расслоения. Вместе с тем, такие подходы применялись как вспомогательное средство исследований, например, при анализе развития токовой неустойчивости в цилиндрической геометрии.

4.1.3. КЭД каскады в дипольной волне

Предельным случаем резкой фокусировки лазерного излучения является сходящаяся волна дипольной конфигурации [125], для краткости называемая дипольной волной. Нами рассматривается ее частный случай — дипольная волна электрического типа. Данная конфигурация поля может рассматриваться как оптимальная фокусировка, которая минимизирует фокальный объем и максимизирует напряженность электрического поля. Существует также и другая конфигурация дипольной волны — магнитодипольная волна, в которой магнитное поле имеет максимум в центре.

Аналитически структура полей монохроматической стоячей дипольной волны электрического типа описывается следующими формулами

$$\mathbf{E}(\mathbf{R}, t) = 2 \cos(\omega t) \left\{ \mathbf{d}_0 \left[\left(\frac{k^2}{R} - \frac{1}{R^3} \right) \sin(kR) + \frac{k}{R^2} \cos(kR) \right] + \mathbf{n}(\mathbf{n} \cdot \mathbf{d}_0) \left[\left(-\frac{k^2}{R} + \frac{3}{R^3} \right) \sin(kR) - \frac{3k}{R^2} \cos(kR) \right] \right\} \quad (4.6)$$

$$\mathbf{H}(\mathbf{R}, t) = 2 \sin(\omega t) (\mathbf{d}_0 \times \mathbf{n}) \left[-\frac{k^2}{R} \cos(kR) + \frac{k}{R^2} \sin(kR) \right], \quad (4.7)$$

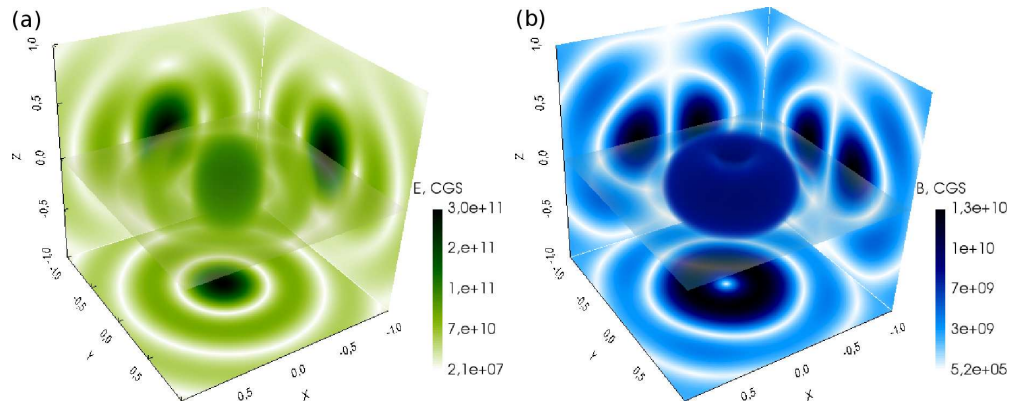


Рис. 4.1. Пространственное распределение величины (а) электрического и (б) магнитного полей в дипольной волне электрического типа мощностью 10 ПВт. На плоскостях представлено распределение полей в центральных сечениях.

где $\mathbf{d}_0 = d_0 \mathbf{z}$ — виртуальный дипольный момент, $\mathbf{R} = R \mathbf{n}$ — радиус-вектор точки наблюдения, ω, k — частота и волновой вектор, соответственно. В рассматриваемой конфигурации вектор дипольного момента и, соответственно, электрическое поле в фокусе направлены вдоль оси z . Величина дипольного момента d_0 связана со средней мощностью волны [125]

$$d_0 = \frac{8\pi}{\sqrt{3}} \frac{\sqrt{P}}{\lambda \sqrt{c}}, \quad (4.8)$$

где P — средняя мощность волны за период, λ — длина волны, c — скорость света. Следует отметить, что в данном случае магнитное поле имеет тороидальную структуру и равно 0 в центре, см. рисунок 4.1.

Заряженные частицы (электроны и позитроны) двигаются в электрическом и магнитном полях стоячей структуры поля, ускоряясь вдоль оси z в моменты максимума электрического поля и разворачиваясь в моменты максимума магнитного поля. В силу структуры полей движение частиц происходит в плоскости $z - r$. Одна такая плоскость, соответствующая произвольному азимутальному углу, изображена на рисунке 4.2, где показана схема развития каскада в дипольной волне электрического типа. Движение частиц в сверхсильных полях в значительной степени подвержено влиянию радиационного

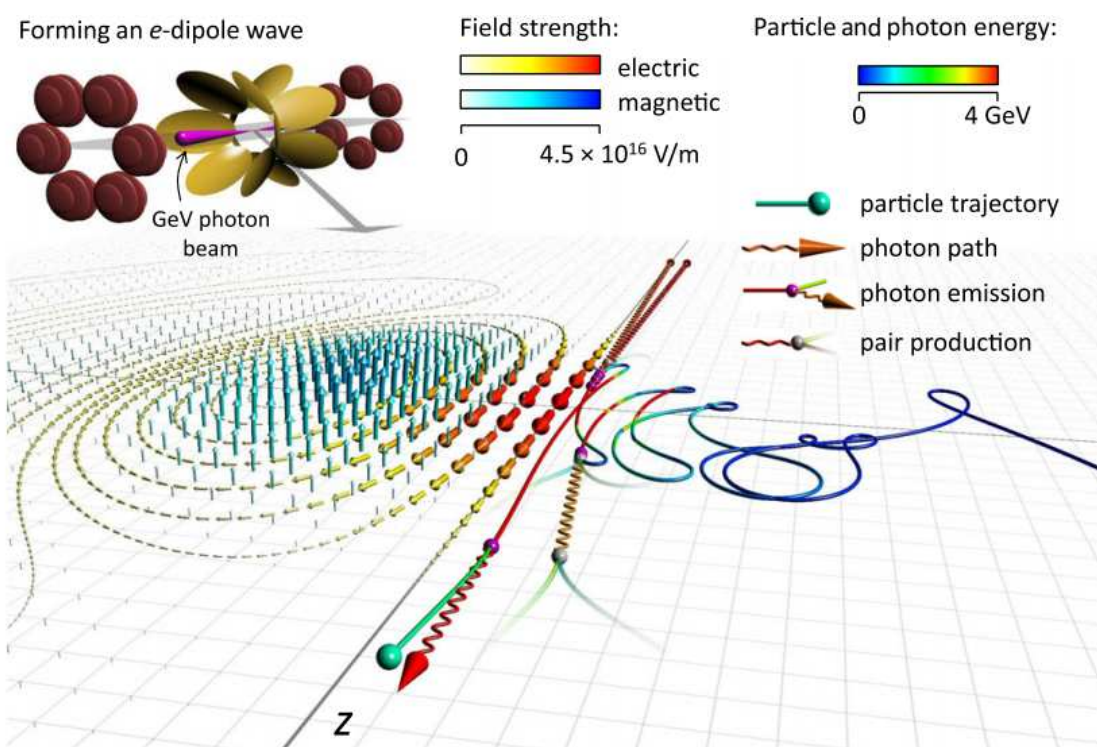


Рис. 4.2. Каскад в поле дипольной волны электрического типа, рисунок из работы [34].

трения, что приводит к возникновению эффекта аномального радиационного захвата (АРЗ) [109, 156]. Вследствие этого эффекта частицы затягиваются в область сильного электрического поля, причем с увеличением мощности волны данный эффект проявляется сильнее. Частицы могут удерживаться в области сильного поля, однако, из-за сильной локализации поля характерное время удержания частиц в области сильного поля составляет порядка 1.5–2 периодов лазерного поля.

В момент разворота в сильном магнитном поле заряженная частица может излучить фотон, который в свою очередь может распадаться на электрон-позитронную пару. При некоторой мощности лазерного излучения процессы рождения частиц и их ухода из области сильного поля оказываются сбалансированными и полное число частиц в области развития каскада оказывается постоянным в среднем на периоде лазерного излучения. Данную мощность мы называем порог самоподдерживающегося каскада. В случае электроди-

польной волны данная величина составляет примерно 7.2 ПВт [34].

Как только мощность дипольной волны превысит пороговую мощность, рождение электрон-позитронных пар обеспечивает экспоненциальное нарастание числа частиц в малой области вблизи фокуса. До тех пор, пока плотность образующейся плазмы меньше критического значения, обратное влияние плазмы на лазерное поле несущественно, и КЭД каскад развивается в заданном поле. В работах [34, 126] детально рассмотрена линейная стадия каскада в дипольной волне электрического типа, а также рассмотрены спектральные характеристики излучения и заряженных частиц. Целью данной главы является исследование дальнейшей нелинейной эволюции КЭД каскада в поле дипольной волны электрического типа.

4.2. Квазистационарные состояния

электрон-позитронной плазмы в поле дипольной волны

В этом параграфе детально рассматривается нелинейный режим взаимодействия, реализуемый при мощностях дипольной волны меньше 20 ПВт.

4.2.1. Временная динамика пробоя вакуума

Временная динамика взаимодействия для волны мощностью 10 ПВт с разбиением на стадии представлена на рисунке 4.3. Первая стадия соответствует сжатию мишени и установлению стоячей структуры дипольной волны. Начальное распределение и распределение после сжатия мишени представлены на рисунках 4.4(a) и (b), соответственно. На второй стадии в поле дипольной волны при превышении пороговой мощности P_{th} развивается линейный КЭД каскад, характерная структура которого представлена на ри-

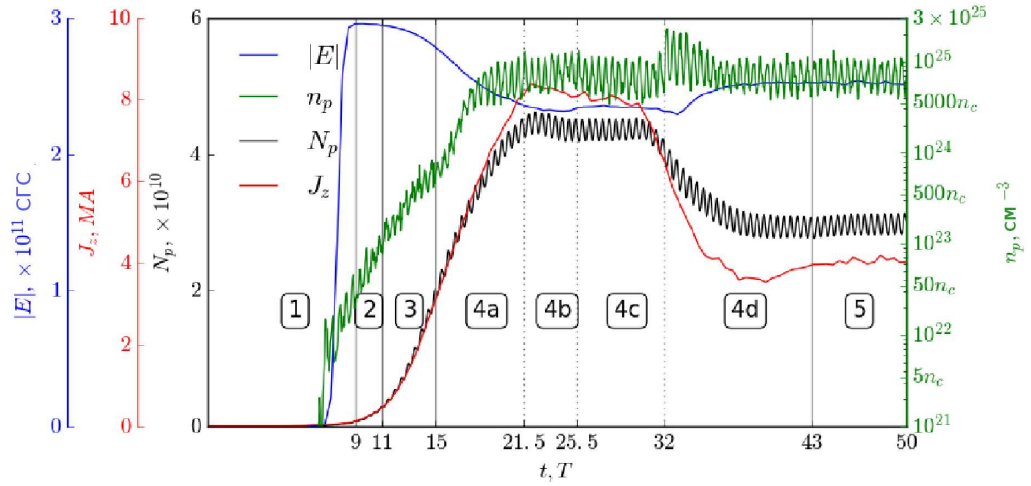


Рис. 4.3. Временная динамика развития КЭД каскада в дипольной волне электрического типа мощностью 10 ПВт. Основные стадии: 1 — сжатие мишени и формирование стоячей структуры; 2 — линейная стадия КЭД каскада; 3 — нелинейная стадия КЭД каскада; 4 — развитие токовой неустойчивости: 4а — линейная стадия токовой неустойчивости и последовательное слияние в четыре основных слоя, 4б,с — слияние в три и два слоя, соответственно, 4д — релаксация в стационарное состояние после слияние в два плазменных слоя; 5 — финальное стационарное состояние. Кривые изображают максимальное электрическое поле E (синяя линия), максимальную плотность позитронов n_p (зеленая линия), полный ток J_z вдоль оси z через плоскость $z=0$ (красная линия), число позитронов в цилиндре с диаметром и высотой равными λN_p (черная линия).

сунке 4.4(с). На этой стадии плотность образующейся плазмы значительно меньше критического значения, и развитие каскада происходит во внешнем заданном поле волны. Параметры мишени подобраны таким образом, чтобы сделать эту стадию как можно более короткой; она длится с $9T$ до $11T$, как показано на рисунке 4.3.

Следующая стадия — стадия нелинейного каскада наступает тогда, когда плотность электрон-позитронной плазмы становится сравнимой с релятивистской критической плотностью γn_c , где $n_c = \pi t c^2 / (2\lambda e)^2$ — критическая плотность плазмы для лазерного излучения с длиной волны λ , c — скорость света, e, t — заряд и масса электрона, соответственно. Релятивистская критическая плотность зависит от мощности дипольной волны, т.к. в релятивист-

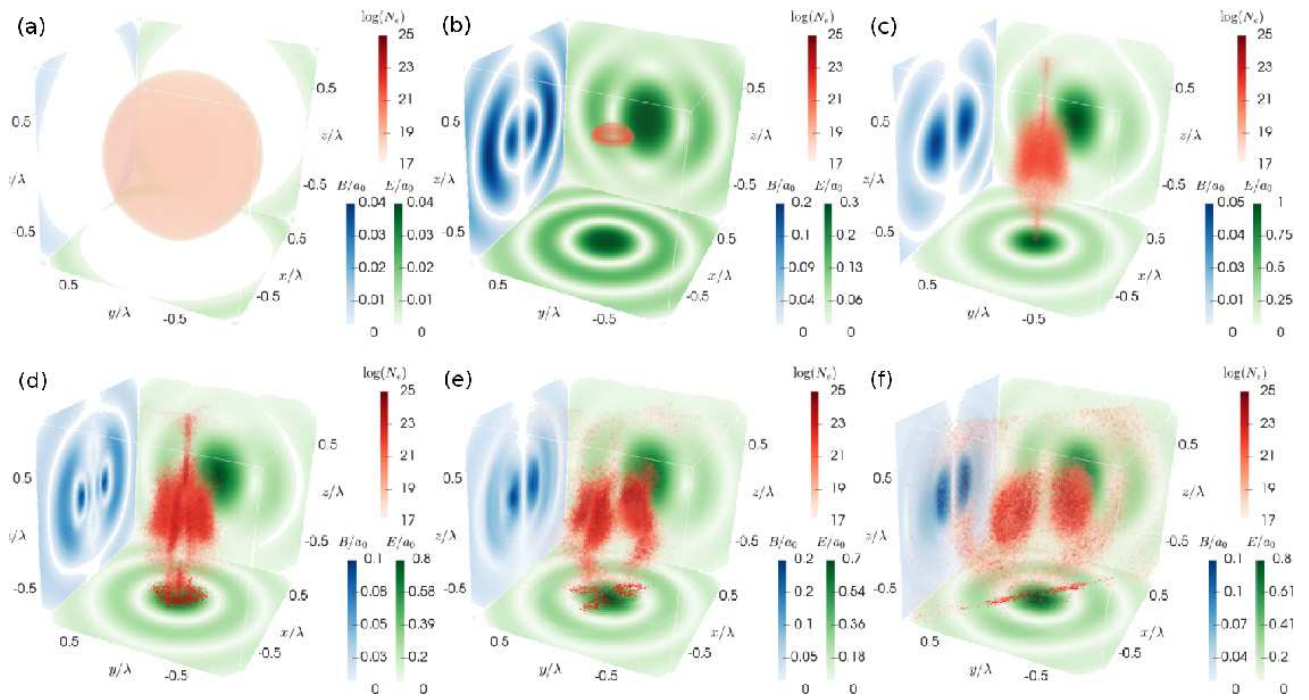


Рис. 4.4. Пространственно-временная эволюция плазменных структур в дипольной волне электрического типа мощностью 10 ПВт: (а) начальное распределение (мишень); (б) сжатие мишени; (с) линейная стадия каскада; (d,e) развитие токовой неустойчивости; (f) финальное стационарное состояние. Зеленое и синее распределения изображают магнитное поле B и электрическое E поля, соответственно. Распределение плотности электронов N_e изображено красным цветом и построено в логарифмическом шкале (десятичный логарифм). Красные контуры на нижней плоскости изображают срез плотности электронов в плоскости $z=0$.

ском случае масса электрона будет пропорциональна Лоренц-фактору частицы γ , а в линейном режиме γ пропорционален безразмерной амплитуде поля a_0 . Кроме того, следует отметить, что множитель $1/2$ объясняется равным вкладом электронов и позитронов, имеющих одинаковую массу и противоположный заряд.

Образующаяся плотная плазма является сильно поглощающей, энергия на развитие каскада черпается из энергии лазерного поля, что приводит к постепенному уменьшению амплитуды поля с сохранением структуры поля. Более низкая амплитуда поля означает, что заряженные частицы набирают меньшую энергию на этапе ускорения, и, как следствие, темп каскада начи-

нает падать, что проявляется в плавном уменьшении наклона кривой, описывающей временную эволюцию плотности позитронов $n_p(t)$ на интервале $11T-15T$, как показано на рисунке 4.3.

Когда темп роста каскада становится сравнимым с релятивистской плазменной частотой, развитие токовой неустойчивости приводит к нарушению аксиальной симметрии плазменного распределения, см. параграф 4.2.2. Квазистационарная плазменно-полевая структура становится неустойчивой вдоль азимутального угла φ , что ведет к развитию мелкомасштабных плазменных возмущений. Электроны и позитроны, двигающиеся в противоположные стороны, создают значительный ток вдоль оси z , а его модуляции создают переменное радиальное магнитное поле B_ρ . На линейной стадии развития каскада распределение плазмы практически однородное и B_ρ имеет шумовую структуру, см. рисунок 4.5(а). Когда плотность плазмы приближается к релятивистскому критическому значению, распределение плазмы становится существенно неоднородным и радиальная компонента магнитного поля B_ρ появляется вместе с возмущениями плотности, см. рисунок 4.5(б). Первоначально, плазменное распределение разбивается на большое число плазменных слоев, которые выглядят как узкие лучи в плоскости $z=0$. Этот процесс проявляется в виде резкого увеличения наклона кривой концентрации позитронов $n_p(t)$ вблизи момента времени $t = 15T$ на рисунке 4.3. Сонаправленные токи притягиваются, поэтому на нелинейной стадии неустойчивости смежные токовые слои начинают сливаться по азимутальному углу, в то время как сжатие по радиусу подавлено пондермоторной силой. Формируется сильно неоднородная структура с несколькими хорошо заметными токовыми слоями и характерным значением поля B_ρ порядка 0.1 величины вакуумного поля, как показано на рисунке 4.5(с). После каждого слияния токовых слоев система релаксирует к новому состоянию равновесия с меньшим числом частиц и величиной полного тока. Каждое слияние может быть соотнесено

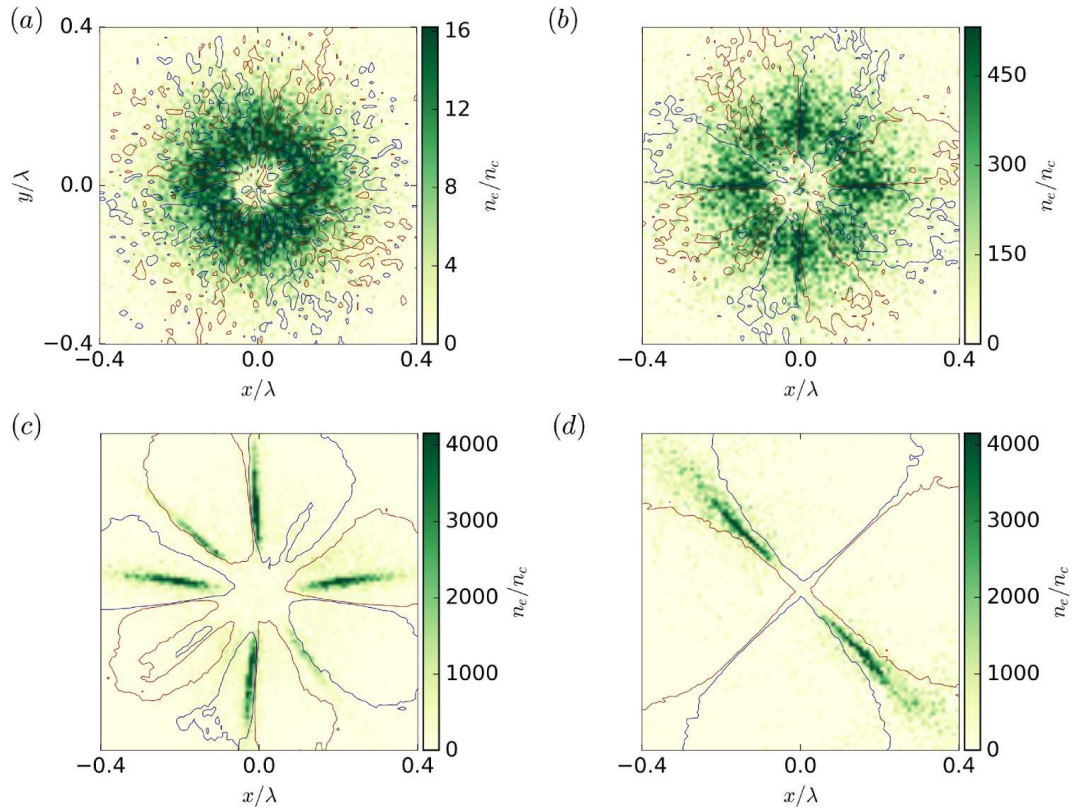


Рис. 4.5. Нарушение симметрии в поле дипольной волны электрического типа мощностью 10 ПВт. Моментальные снимки плазменно-полевых структур в плоскости $z=0$ в разные моменты времени: (a) $10T$, однородное распределение; (b) $17.5T$, распределение с большим числом слоев; (c) $21.5T$, нелинейная стадия с 4 токовыми слоями; (d) $46T$, итоговое устойчивое распределение с двумя токовыми слоями. Контуры поля изображают B_ρ на уровне 0.15 максимального значения, зеленым цветом построена плотность электронов, нормированная на критическое значение n_c . Для лучшего визуального представления, максимальное значение шкалы плотности плазмы равно 0.5 максимальной концентрации электронов.

с пиком концентрации позитронов на рисунке 4.3. Распределение электрон-позитронной плазмы после слияний в четыре ($t = 21.5T$), три ($t = 25.5T$) и два ($t = 32T$) плазменных слоя приведены на рисунке 4.4 (d,e,f). Хотя распределение поля частично модифицируется вследствие возникновения плотных токовых слоев, движение частиц схоже с аномальным радиационным захватом и происходит главным образом в плоскости. Небольшие отклонения от плоского движения связаны с постепенным поворотом токовых слоев по ази-

мутальному углу относительно оси z . В конечном итоге формируется устойчивая конфигурация двух плазменных слоев, расположенных под углом π ; в процессе своего движения заряженные частицы не пересекают ось z , см. рисунок 4.5(d). Это объясняется тем, что в данной структуре сохраняется минимально необходимая аксиальная симметрия, а сама структура состоит из минимального числа слоев, разнесенных по углу на максимальное расстояние, в то время как электрическое поле поддерживает радиальное движение частиц в плоскости слоев. В итоговом распределении величина B_ρ становится сравнимой с величиной вакуумного поля. Плазма концентрируется в узлах поля B_ρ , образуя экстремально тонкие структуры, которые в численном моделировании не могут быть полностью разрешены. Увеличение разрешения по осям x и y вдвое приводит примерно к двукратному росту максимальной концентрации электронов, что объясняется плоской структурой плазменных слоев. Интересно отметить, что угол, под которым расположено финальное распределение, случаен и не является очевидным на промежуточной стадии развития неустойчивости.

4.2.2. Токовая неустойчивость

Для понимания физических механизмов возникновения токовой неустойчивости нами был рассмотрен упрощенный двумерный случай: взаимодействие цилиндрической волны электрического типа с плазмой, распределенной внутри кольца. Подобное упрощение позволяет рассмотреть чисто аксисимметричную задачу однородную по оси z , а задание начального распределения плазмы в виде кольца позволяет избежать сингулярности на оси. В этом упрощенном случае в лазерном поле присутствуют только E_z и B_φ компоненты, но распределение поля близко к распределению поля в дипольной волне в плоскости $z = 0$. Результат 2D PIC моделирования задачи в такой геометрии

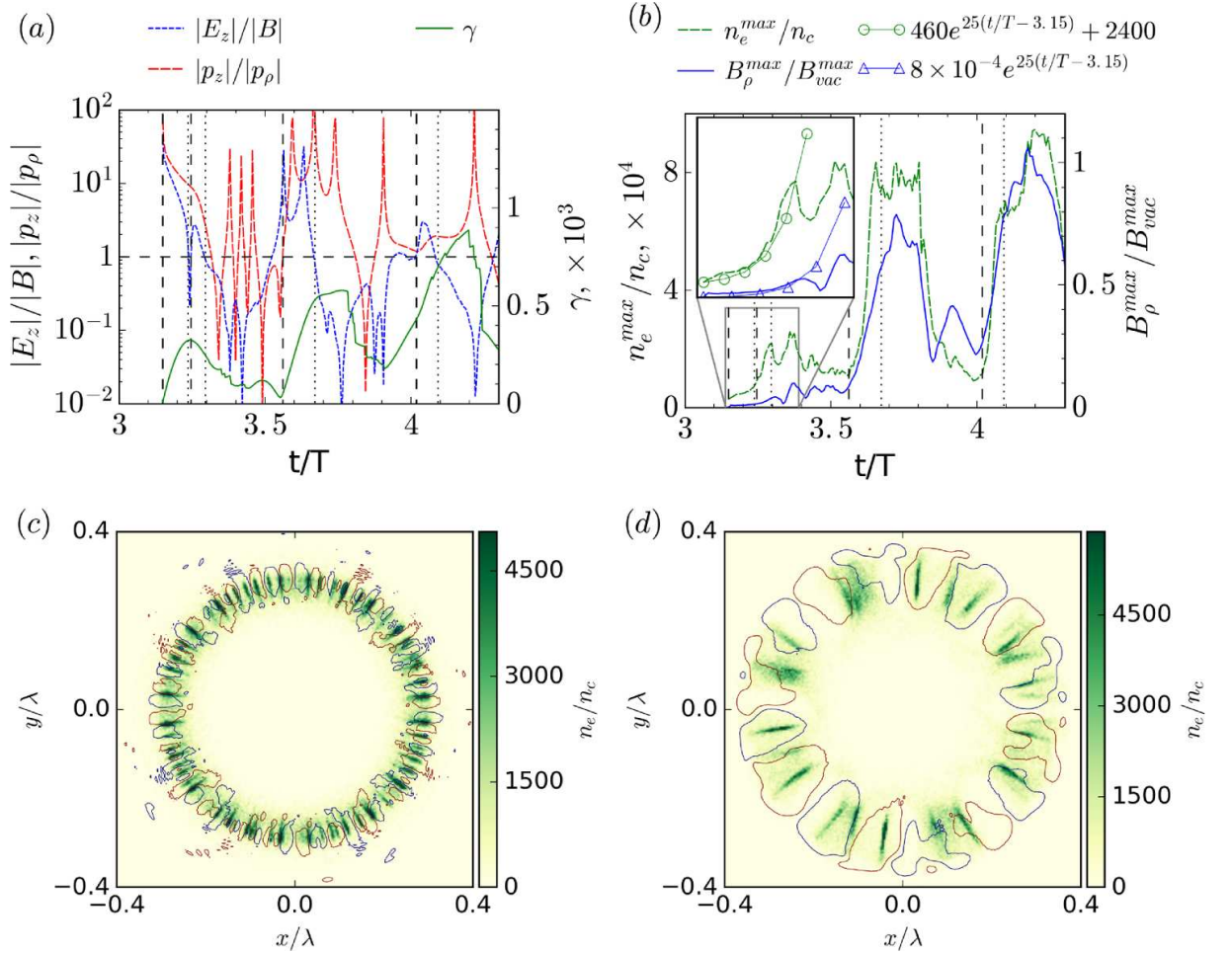


Рис. 4.6. Токовая неустойчивость электрон-позитронной плазмы в поле цилиндрической волны. (а) Отношение амплитуд электрического и магнитного полей (пунктирная линия), отношение продольного и радиального импульса электрона (штрих-пунктирная линия), и Лоренц-фактор частицы (сплошная линия) вдоль типичной траектории частицы. (б) Временная эволюция максимальной плотности электронов и амплитуды радиального магнитного поля в процессе развития неустойчивости. Горизонтальные пунктирные линии отображают единичный уровень. Интервал времени, когда электрическое поле и p_z превосходят магнитное поле и p_ρ , соответственно, заключен между вертикальными штриховыми и точечными линиями. На вставке кривыми с маркерами показана экспоненциальная аппроксимация. Начальные возмущения радиального магнитного поля и плотности равны. (с, d) Пространственное распределение генерируемой радиальной компоненты магнитного поля (цветные линии уровня) и плотности электронов в моменты времени (с) $t = 3.48T$, (d) $t = 3.95T$. Для лучшего представления линии уровней построены для $\pm 1/7 B_\rho^{max}$. Амплитуда электрического поля в фокусе $a = 2500$.

представлен на рисунке 4.6. В расчете были использованы следующие параметры. Была использована квадратная область расчета размером 2 мкм x 2 мкм и с числом точек 512 x 512 с пространственным и временным разрешением 230 и 768 шагов на длину волны и период, соответственно. Стоячая цилиндрическая волна с амплитудой $a = 2500$ в релятивистских единицах взаимодействовала с электрон-позитронной плазмой плотностью $n_0 = 2400n_c$, расположенной внутри кольца $0.17\lambda < \rho < 0.27\lambda$, что соответствует радиусу осцилляций в режиме аномального радиационного захвата. Выбранное значение плотности плазмы соответствовало началу развития токовой неустойчивости в дипольной волне мощностью 10 ПВт. Начальный момент взаимодействия соответствовал нулю магнитного поля в момент времени $t = 3.15T$. Для простоты, генерация пар была отключена.

Как показывает численное моделирование, на интервале времени $3.15T < t < 3.3T$ частицы ускоряются вдоль электрического поля, увеличивая преимущественно продольную компоненту импульса, а Лоренц-фактор достигает максимального значения $\gamma_{max} = 300$, см. рисунок 4.6(a). Вместе с тем, азимутально модулированная плазменная структура возникает из шумов. Эти модуляции плазмы нарастают так быстро, что в момент времени $3.3T$ максимальная концентрация электрон-позитронной плазмы становится на порядок больше начальной плотности, а радиальная компонента магнитного поля становится порядка 0.1 максимальной азимутальной компоненты стоячей волны, см. вставку на рисунок 4.6(b). Пространственное распределение плазменно-полевых структур демонстрирует то же поведение, что и в дипольной волне. Изначально генерируется большое количество плазменных слоев, которые впоследствии сливаются, см. рисунок 4.6(c,d), а радиальные и азимутальные поля становятся сравнимыми по величине. Детальное сравнение рисунков 4.6(a,b) показывает, что возмущения концентрации плазмы главным образом развиваются в момент, когда частицы двигаются вдоль оси z и

электрическое поле превосходит азимутальное магнитное поле.

Для этих моментов времени, принимая во внимание быстрое развитие неустойчивости, можно предложить простую модель неустойчивости, базирующуюся на гидродинамическом описании плазмы совместно с уравнениями Максвелла. В невозмущенном случае электрическое поле ускоряет электроны и позитроны в противоположные стороны, частицы двигаются вдоль оси z со скоростью $\pm v_0$ (соответствующий Лоренц-фактор частиц γ_0), создавая аксиальный ток

$$j_z = 2en_0v_0. \quad (4.9)$$

В этом случае нет азимутального движения, и в оценках предполагается, что радиальная скорость частиц много меньше v_0 , и ею можно пренебречь. Пока структура j_z аксиально симметричная, ток генерирует только азимутальное магнитное поле. Однако такая симметричная система неустойчива, и неустойчивость ведет к генерации других компонент поля и возбуждает другие типы движения. Предположим, что модуляции плотности плазмы, тока, радиального магнитного поля и азимутальной скорости можно записать в виде

$$\tilde{n}, \tilde{j}_z, B_\rho, v_\varphi \sim e^{\Gamma t + il\varphi}, \quad (4.10)$$

соответственно, где Γ — показатель роста неустойчивости, l — целое число и φ азимутальный угол. Полагая, что темп роста неустойчивости больше, чем частота поля $\Gamma \gg \omega$, предположим, что распределения плазмы и электромагнитного поля приблизительно постоянны во времени. Из уравнений Максвелла видно, что возмущениями аксиального электрического поля и азимутального магнитного поля можно пренебречь в сравнении с B_ρ , если $l \gg \Gamma T / (2\pi) \gg 1$ для релятивистски плотной плазмы. Это неравенство подтверждается компьютерным моделированием, демонстрирующим возникновение большого числа плазменных листов на начальной стадии неустойчивости, см. рис 4.6(с). Из уравнений Максвелла также следует, что возмущения

плотности плазмы \tilde{n} ведут к генерации радиальной компоненты магнитного поля

$$B_\rho = \frac{i8\pi e\rho v_0 \tilde{n}}{lc}. \quad (4.11)$$

Принимая во внимание условие, накладываемое на l , уравнения движения позволяют заключить, что модуляция аксиального тока $\tilde{j}_z \simeq 2e\tilde{n}v_0$, а возмущения аксиальной и радиальной скорости пренебрежимо малы по сравнению с v_φ . Мы пренебрегаем азимутальным магнитным полем, поэтому также можно пренебречь и силой реакции излучения. Это предположение подтверждается отсутствием значительных скачков энергии вследствие излучения фотонов на рассматриваемом интервале времени, см. зеленую сплошную линию на интервале времени $3.15T < t < 3.3T$ на рисунке 4.6(а). Из уравнения движения получим

$$\Gamma m v_\varphi \gamma_0 = \frac{e}{c} v_0 B_\rho, \quad (4.12)$$

откуда видно, что B_ρ ответственно за азимутальное движение со скоростью v_φ . Электрон-позитронные пары выталкиваются в узлы поля B_ρ , а возмущения плотности могут быть получены из уравнения непрерывности

$$\Gamma \tilde{n} + i \frac{l}{\rho} n_0 v_\varphi = 0. \quad (4.13)$$

Таким образом, не только \tilde{n} и, соответственно, \tilde{j}_z возбуждают B_ρ , но и B_ρ увеличивает возмущения плотности как

$$\tilde{n} = \frac{-il B_\rho e n_0 v_0}{\Gamma^2 \rho m \gamma_0 c}. \quad (4.14)$$

В результате происходит развитие токовой неустойчивости с показателем

$$\Gamma = \frac{\omega_p}{\sqrt{\gamma_0}} \frac{v_0}{c} \simeq \frac{\omega_p}{\sqrt{\gamma_0}}, \quad (4.15)$$

где $\omega_p = \sqrt{\frac{8\pi e^2 n_0}{m}}$ — плазменная частота с учетом равного вклада электронов и позитронов.

Для реалистичных параметров $n_0 = 2400n_c$ и $\gamma_0 \simeq \gamma_{max}/2=150$ характерное значение показателя неустойчивости $\Gamma \simeq 25/T$ достаточно близко к результатам численного моделирования, показанных на рисунке 4.6(b). Из этой теории можно сделать следующие важные следствия. Во-первых, инкремент неустойчивости не зависит от волнового числа возмущений. Это означает возможность развития возмущений с различными пространственными масштабами, что демонстрируется на рисунке 4.6(c). Во-вторых, вследствие ограниченного радиального движения частиц в лазерном поле, плазма разбивается на слои вдоль азимутального угла, а не на филаменты. В-третьих, инкремент неустойчивости аномально велик и формально близок к инкременту Вейбелевской неустойчивости [157], однако, в отличие от этого типа неустойчивости токовые слои полностью квазинейтральны, что подтверждается численным моделированием.

4.2.3. Свойства квазистационарных состояний

Самосогласованные состояния плазменно-полевых структур это результат зависящего от мощности нелинейного взаимодействия падающей лазерной волны с создаваемой ею электрон-позитронной плазмой. В среднем на периоде эти состояния квазистационарны, т.е. средний показатель роста равен 0, и полное число частиц практически не меняется: уход частиц из неоднородного поля компенсируется рождением. Тем не менее на протяжении лазерного периода плотность плазмы может заметно меняться. При мощностях меньше 20 ПВт структура поля такого устойчивого состояния близка к структуре стоячей дипольной волны, поэтому амплитуда поля должна быть близка к величине порогового поля. Численное моделирование показывает, что при мощностях меньше 10 ПВт и электрическое, и магнитное поля устанавливаются на значении чуть ниже порогового поля для развития самоподдерживающегося

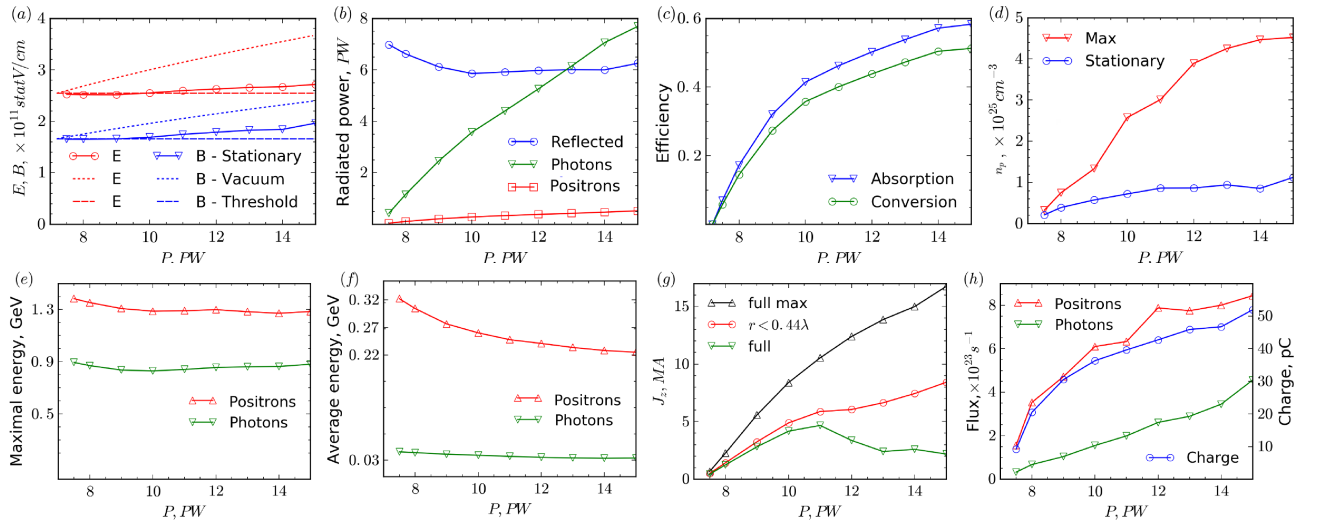


Рис. 4.7. Свойства квазистационарных состояний в зависимости от мощности дипольной волны. (a) Максимальное электрическое (сплошная красная линия) и магнитное (сплошная синяя линия) поля. Пунктирные линии изображают зависимость полей в вакууме от мощности $\sim P^{1/2}$, штриховые линии показывают значения полей, соответствующих пороговой мощности P_{th} . (b) Средняя на периоде мощность: мощность электромагнитного поля (синяя линия), мощность, трансформированная в излучаемые фотоны (зеленая линия) и позитроны (красная линия). (c) Эффективность поглощения (синяя линия) и конверсии энергии в гамма фотоны (зеленая линия). (d) Плотность электрон-позитронной плазмы в квазистационарных состояниях (синяя линия) и максимальное значение плотности на промежуточной нелинейной стадии взаимодействия (красная линия). (e) Максимальная энергия позитронов (красная линия) и фотонов (зеленая линия). (f) Средняя энергия позитронов (красная линия) и фотонов (зеленая линия). (g) Ток J_z в плоскости $z = 0$: полный ток (зеленая линия), ток в области центрального максимума электрического поля ($r < 0.44\lambda$) (красная линия) и максимальное значение тока на всех стадиях (черная линия). (h) Полный заряд единичного сгустка позитронов (электронов) (синяя линия), усредненный за период поток позитронов (электронов) (красная линия) и фотонов (зеленая линия) с энергиями превышающими 1 ГэВ.

ся каскада, см. рисунок 4.7(a), т.е. поддержание КЭД каскада возможно при меньшей мощности, чем его инициация.

При увеличении мощности плазменная структура меняется, что ведет к небольшим отклонениям от пороговых полей, как показано на рисунке 4.8. Для малой мощности плазменное распределение хорошо локализовано в пре-

делах основной пучности электрического поля, сохраняя размер плазменного распределения много меньше длины лазерной волны. Для более высокой мощности часть частиц выталкивается в минимум электрического поля и размер распределения становится сравнимым с длиной волны. Энергия этих частиц мала, а их число растет с ростом мощности, что ведет к уменьшению средней энергии частиц, см. рисунок 4.7(f). В то же время максимальная энергия, как показано на рисунке 4.9(b), определяется максимальным значением электрического поля и остается примерно постоянной и близкой к 1 ГэВ для фотонов и заряженных частиц, см. рисунок 4.7(e). Плотность электрон-позитронной плазмы, усредненная по периоду лазерного импульса, в этих структурах достигает значений 10^{25} см^{-3} , см. рисунок 4.7(d), что превышает релятивистское критическое значение. Как уже отмечалось ранее, токовые слои могут быть предельно узкими, т.к. частицы притягиваются к одной и той же плоскости, соответствующей минимуму магнитного поля, и максимальная концентрация в численном моделировании ограничена только разрешением. Полное число электронов и позитронов N_p в этих слоях растет от 10^{10} для 8 ПВт до 10^{11} для 15 ПВт. Заряженные частицы, двигаясь преимущественно вдоль оси z , создают значительный ток J_z ; полный ток через плоскость $z = 0$ для различной мощности построен на рисунке 4.7(g). Максимальные значения тока и концентрации достигаются на этапе развития неустойчивости и для мощности дипольной волны 15 ПВт могут достигать значений 17 МА и $4.5 \times 10^{25} \text{ см}^{-3}$, соответственно, см. рисунок 4.7(d,g). В процессе развития неустойчивости количество токовых слоев уменьшается, как и полное число частиц, и система релаксирует к состоянию с меньшим полным током. При малой мощности падающей волны частицы сосредоточены главным образом внутри области центрального максимума электрического поля ($r < 0.44\lambda$). Ток в этой области увеличивается с увеличением мощности, т.к. растет число частиц. При более высоких мощностях частицы начинают забрасываться в область сле-

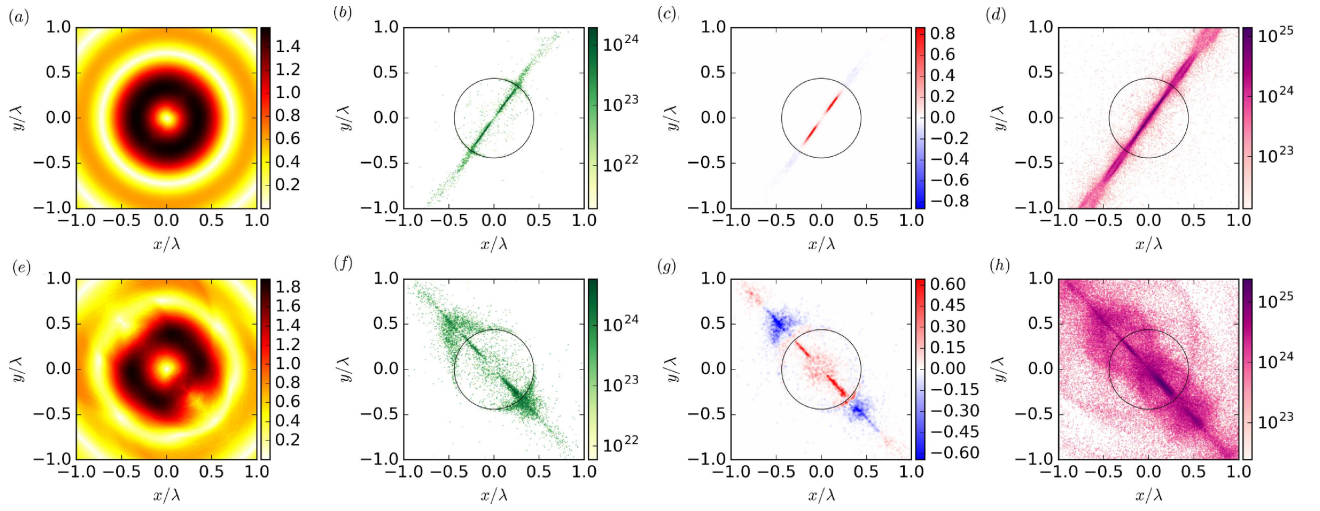


Рис. 4.8. Структура разряда в квазистационарных состояниях в плоскости $z = 0$ для (a-d) 8 ПВт и (e-h) 15 ПВт. Слева направо: (a,e) магнитное поле (10^{11} Гаусс); (b,f) плотность позитронов (см^{-3}), построенная в логарифмическом масштабе; (c,g) плотность тока (10^{16} А/см 2); (d,h) плотность фотонов (см^{-3}), построенная в логарифмическом масштабе.

дующего максимума электрического поля ($0.44 \lambda < r < 0.97 \lambda$). В этой области электрическое поле, так же как и генерируемый ток, имеет противоположное направление по сравнению с центральной областью, см. рисунок 4.8(f), что ведет к уменьшению полного тока J_z с 5 МА для 10 ПВт до примерно 3 МА для 15 ПВт, см. рисунок 4.7(g).

Генерируемые электроны и позитроны имеют достаточно высокую вероятность покинуть область взаимодействия, и грубые оценки дают оценку этого значения порядка 0.1. Электроны и позитроны испускаются в противоположных направлениях вдоль электрического поля (ось z) в виде сгустков с характерной длительностью $\tau_b \simeq 1/4T$, таким образом, периодичность излучения каждого типа заряженных частиц в каждую сторону составляет период лазерного поля T . Фотоны излучаются симметрично в обоих направлениях вдоль оси z с периодом $T/2$ со сдвигом по фазе примерно $\pi/2$ относительно сгустков частиц, см. рисунок 4.9(a). Пиковое значение потоков заряженных частиц и фотонов с энергией больше 1 ГэВ возрастает со значения порядка 10^{23} для мощности 8 ПВт до 10^{24} для 15 ПВт, как показано

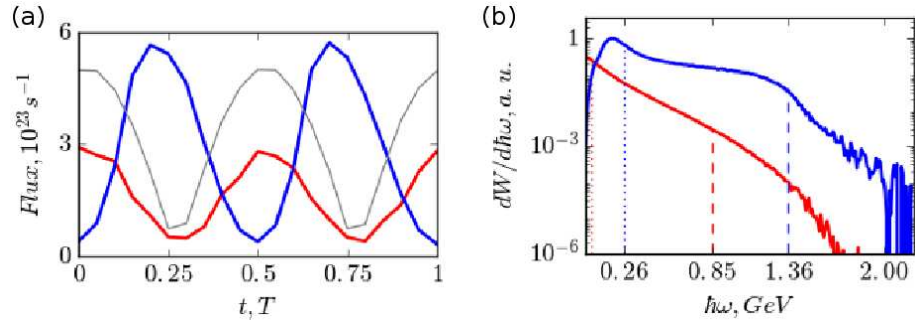


Рис. 4.9. Свойства излучаемых частиц в квазистационарных состояниях в дипольной волне электрического типа мощностью 10 ПВт. (а) Поток испускаемых частиц с энергией, превышающей 1 ГэВ: позитронов (синяя кривая), фотонов (красная кривая). Серая линия изображает электрическое поле в центре. (б) Спектры испускаемых частиц, усредненные по периоду лазерного излучения: позитроны (синяя кривая), фотоны (красная кривая). Пунктирная линия изображает максимальную энергию частиц (частицы с энергией выше этого значения имеют суммарную энергию 1% полной энергии частиц), мелкий пунктир изображает среднюю энергию частиц.

на рисунке 4.7(h). Основываясь на полном числе пар в квазистационарных состояниях, полный поток заряженных частиц и фотонов может быть оценен как $0.1N_p/\tau_b \simeq 10^{25} - 10^{26} s^{-1}$ для мощностей в диапазоне 8–15 ПВт, что хорошо соотносится с результатами численного моделирования. В соответствии с данными оценками полный заряд в одной сгустке электронов (позитронов) порядка $0.1eN_p \simeq 1-10$ нКл, при этом частицы с энергией больше 1 ГэВ несут заряд порядка десятков пикокулон. Таким образом, разделяя в пространстве потоки электронов и позитронов, например, с помощью магнитного поля, можно контролировать полный заряд путем изменения длительности лазерного импульса. Например, для 30 фс лазерного импульса полный заряд заряженных частиц с энергией больше 1 ГэВ может достигать значения 0.5 нКл. Энергия заряженных частиц много меньше энергии, преобразованной в энергию гамма фотонов, см. рисунок 4.7(c). Эффективность конверсии лазерной энергии в гамма фотоны достигает 55% для мощности лазерного излучения, превышающей 15 ПВт, а поглощение в плотной электрон-позитронной плазме

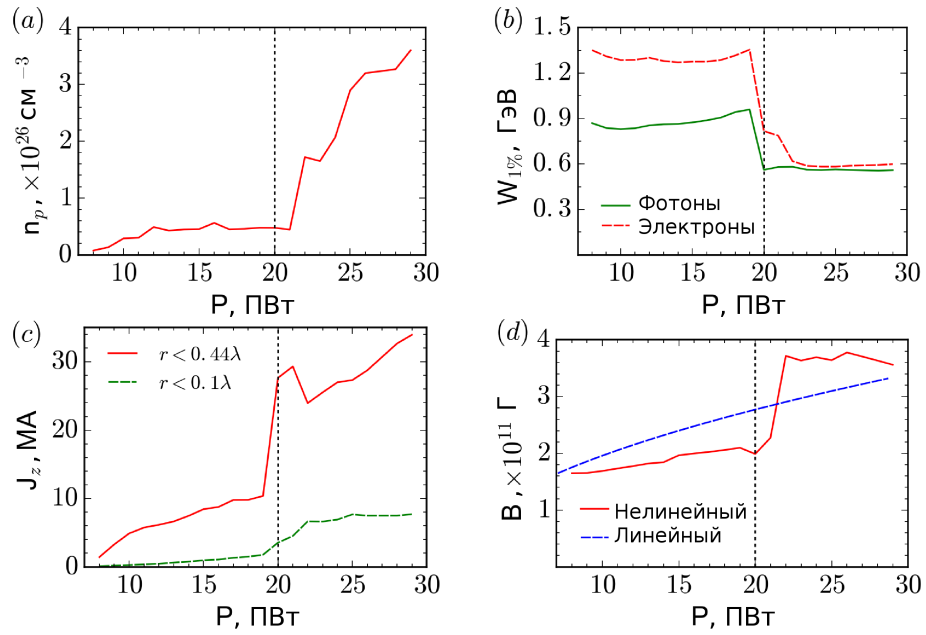


Рис. 4.10. Параметры поля и электрон-позитронной плазмы на нелинейной стадии взаимодействия дипольной волны электрического типа с мишенью в зависимости от мощности лазерного излучения: (а) максимальная плотность электрон-позитронной плазмы; (б) максимальная энергия фотонов (сплошная линия) и электронов (пунктирная линия); (с) полный ток через плоскость $z=0$ в цилиндрах $\rho = 0.44\lambda$ (сплошная линия) и $\rho = 0.1\lambda$ (пунктирная линия); (д) максимальное магнитное поле на линейной (пунктирная линия) и нелинейной (сплошная линия) стадиях взаимодействия. Максимальная энергия $W_{1\%}$ определяется как минимальная энергия 1 % самых энергичных частиц.

может превышать 60%, см. рисунок 4.7(d).

Данные результаты опубликованы в статье [А6].

4.3. Пинчевание электрон-позитронной плазмы

В предыдущем параграфе был рассмотрен нелинейный режим, возникающий при мощности лазерного излучения меньше 20 ПВт. Как показывает моделирование, при мощности, превышающей значение 20 ПВт, происходит скачкообразное изменение значений параметров поля и плазмы, см. рисунок 4.10. В этом параграфе детально исследуются причины смены режима взаимодействия, а также особенности динамики электрон-позитронной

плазмы в данном режиме.

4.3.1. Смена режима

В фокальной области ($\rho \sim \sqrt{x^2 + y^2} < 0.44\lambda$) электроны и позитроны, ускоренные электрическим полем, формируют однонаправленные приосевые токи. Значительное увеличение с ростом мощности плотности плазмы и тока, особенно в пределах цилиндрической области с небольшим радиусом $\rho = 0.1\lambda$, как видно из рисунка 4.10, демонстрирует не только увеличение количества пар, но и значительное уменьшение радиального размера плазменной структуры. Кроме того, полный ток становится сравним с альфвеновским током $17\gamma\beta_z$ [кА] ~ 20 МА, где $\gamma \sim 1200$ — Лоренц-фактор частиц и $\beta_z \simeq 1$ — продольная скорость частицы, нормированная на скорость света c . Такой значительный ток в узкой окрестности оси z может генерировать значительное магнитное поле $2J_z/(\rho c) \sim 10^{11}$ Гаусс, сравнимое с вакуумным лазерным полем $B_0 \sim 10\sqrt{P}/(\lambda\sqrt{c}) \sim 10^{11}$ Гаусс, и существенно влиять на динамику частиц. Это подтверждается ростом магнитного поля до 1.4 поля волны и уменьшением максимальной энергии частиц при мощности, превышающей 20 ПВт, см. рисунок 4.10. Наиболее подходящий процесс, демонстрирующий наблюдаемые свойства, это пинчевание плазмы, где токнесущая плазма может неограниченно сжиматься под действием самогенерируемого магнитного поля. В этом случае можно провести аналогию со случаем статических внешних полей [158], однако, следует иметь в виду, что в данном случае электрон-позитронная плазма создается и контролируется осциллирующим лазерным полем.

Следует отметить, что переход между режимом азимутального расслоения, рассмотренным ранее, и режимом пинчевания происходит в интервале мощностей 20–23 ПВт. Динамика плазмы в этом диапазоне проявляет весьма

нестабильный характер, что не позволяет наглядно выявить основные черты нелинейной динамики, поэтому дальнейшие исследования проведены для мощности лазерного излучения, заметно превышающей эту границу. Кроме того, токовая неустойчивость, ответственная за азимутальное расслоение, сохраняется и при больших мощностях, однако токовая контракция, ведущая к пинчеванию электрон-позитронной плазмы, является доминирующим эффектом.

4.3.2. Процесс сжатия плазменной колонны

Чтобы продемонстрировать качественно процесс пинчевания плазмы, рассмотрим в деталях пространственно-временную динамику электрон-позитронной плазмы в фокусе дипольной волны, уделив особое внимание плазменно-полевым структурам вблизи оси z . На рисунке 4.11(а) представлена временная динамика лазерного импульса длительностью 5 периодов лазерного поля и мощностью $P = 27$ ПВт. Пространственное распределение полей, позитронов и гамма фотонов представлено на рисунках 4.11(b–m). В течение первых двух периодов плазменная мишень сжимается, и устанавливается линейный режим развития каскада, характеризующийся экспоненциальным ростом плотности электрон-позитронной плазмы. Этот режим подробно обсуждался в работе [34], его структура представлена на рисунке 4.11(b–e). Заряженные частицы осциллируют в режиме аномального радиационного захвата [109] и излучают гамма фотоны преимущественно вдоль оси z . Это периодическое движение частиц вместе с резким развитием КЭД каскада приводит к синхронизированным с лазерным излучением ярко выраженным колебаниям плотности электрон-позитронной плазмы на интервале $2T$ – $5T$. На этой стадии магнитное поле вблизи оси мало, что объясняется вакуумной структурой поля дипольной волны электрического типа, которая имеет

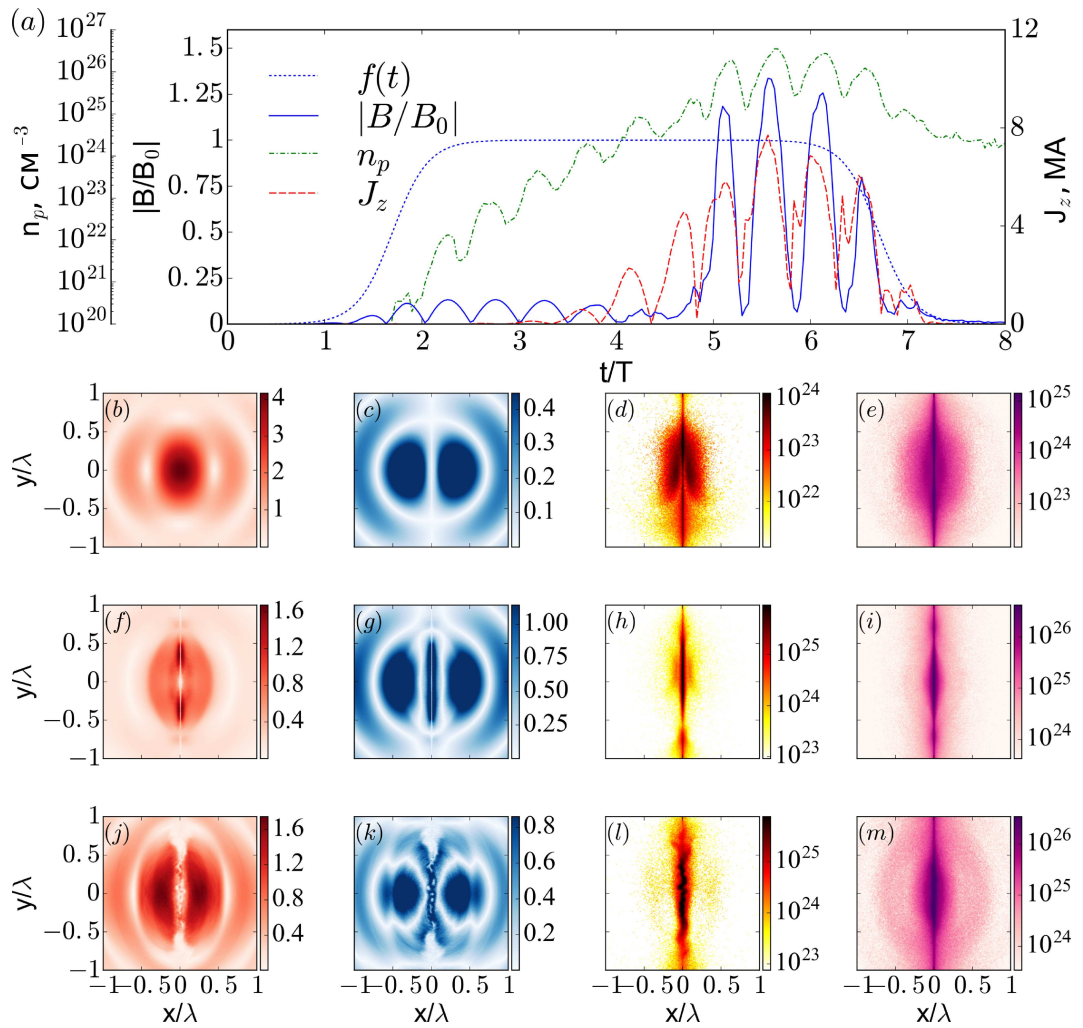


Рис. 4.11. Динамика электрон-позитронной плазмы для дипольной волны электрического типа мощностью 27 ПВт. (а) Временная эволюция, $f(t)$ — огибающая лазерного импульса, B/B_0 — магнитное поле в плоскости $z = 0$ на расстоянии $\rho = 1/60\lambda$ от центра, n_p — максимальная плотность электрон-позитронной плазмы, J_z — плотность тока в цилиндре радиусом 0.1λ . Электрическое (b,f,j) и магнитное (c,g,k) поля, распределение позитронов (d,h,l) и фотонов (e,i,m) на различных стадиях динамики: (b-e) линейная стадия КЭД каскада, (f-i) сжатие плазменной колонны (пинчевание) и (j-m) разрушение пинча из-за развития изгибной неустойчивости. Для удобства представления только центральная часть области моделирования представлена на рисунке.

минимум магнитного поля на оси, см. рисунок 4.11(c).

Динамика полностью меняется, когда полный ток J_z через плоскость $z=0$ в цилиндре $\rho = 0.1\lambda$ в фокусе волны достигает значения 4–5 МА, см. рисунок 4.11(a). В течение полупериода волны плотность электрон-позитрон-

ной плазмы резко возрастает примерно на порядок и одновременно с этим вблизи оси возникает сильное магнитное поле, превышающее максимальное значение вакуумного распределения. На пространственном распределении хорошо видно формирование плазменной колонны в центре фокальной области и сильного магнитного поля на ее границе, см. рисунок 4.11(f-i). Данная плазменная колонна, представляющая собой встречные потоки электронов и позитронов, сжимается под действием создаваемого ей магнитного поля. На последней стадии сжатия развивается изгибная неустойчивость, приводящая к разрушению пинча, см. рисунок 4.11(j-m). После разрушения пинча частицы частично покидают область взаимодействия, а оставшиеся частицы создают заправку для следующей стадии взаимодействия. Таким образом, процесс самосжатия инициируется внешним полем, в данном случае лазерной волной, и повторяется каждые полпериода, что проявляется в виде пиков максимальной концентрации плазмы и магнитного поля на интервале $5T-7T$.

4.3.3. Анализ процесса сжатия

Для исследования процесса пинчевания плазменной колонны и установления пределов сжатия было проведено численное моделирование с различным пространственным и временным разрешением, показывающее, что динамика пинча, хоть и является качественно похожей, количественно сильно зависит от разрешения, используемого в численном моделировании.

На рисунке 4.12(a-f) представлены пространственные распределения центральной части плазменной колонны и соответствующего магнитного поля. Первая строка относится к первоначальному разрешению (число точек на длину волны $n_\lambda = 115$), вторая и третья строки отображают ту же область пространства, но с разрешением в 4 и 16 раз больше первоначального ($n_\lambda = 460$ и $n_\lambda = 1840$), соответственно. Динамика электрического и магнитного

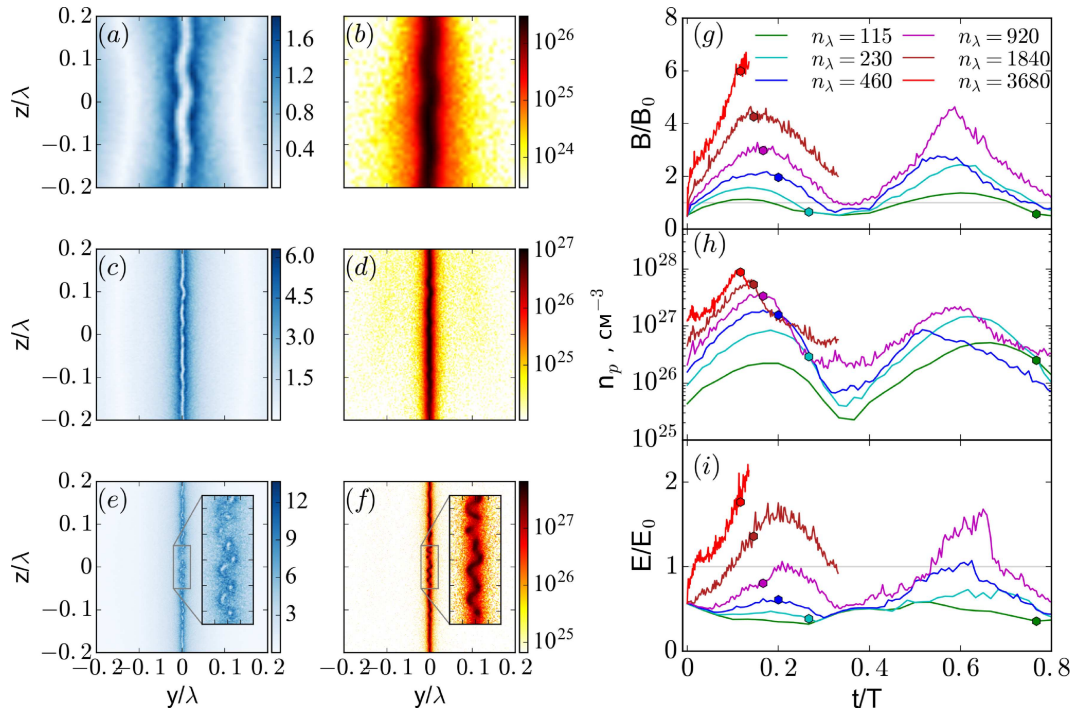


Рис. 4.12. Магнитное поле (a,c,e) и распределение плотности электрон-позитронной плазмы (b,d,f) в момент максимального сжатия и начала развития изгибной неустойчивости для различного числа точек на длину волны n_λ : (a,b) $n_\lambda = 115$, (c,d) $n_\lambda = 460$, (e,f) $n_\lambda = 1840$. Временная динамика сжатия плазменной колонны для различных n_λ : (g) магнитное поле, (h) плотность электрон-позитронной плазмы, (i) электрическое поле. Цветные маркеры показывают момент максимального сжатия и начала развития изгибной неустойчивости.

полей и максимальной плотности электрон-позитронной плазмы в процессе сжатия колонны представлена на рисунке 4.12(g–i). Можно видеть, что увеличение разрешения ведет к монотонному росту полей и плотности плазмы и для максимального разрешения приводит к увеличению величины магнитного поля почти в 7 раз по сравнению с вакуумным значением лазерного поля, а максимальная плотность электрон-позитронной плазмы достигает значений на уровне 10^{28}cm^{-3} . Для более подробной демонстрации этого эффекта результаты численного моделирования с различным разрешением приведены в таблице 4.1. В дополнении к магнитному полю и концентрации электрон-позитронной плазмы приводится электрическое поле; в данном случае, это

Таблица 4.1. Параметры пинча для различного разрешения численного моделирования. n_λ — число точек на длину волны, n_p — максимальная концентрация электрон-позитронной плазмы, $B/B_0(E/E_0)$ — максимальное магнитное (электрическое) поле, нормированное на вакуумное магнитное (электрическое) поле дипольной волны электрического типа, $P_B(P_E)$ — мощность дипольной волны электрического типа с такой же величиной вакуумного магнитного (электрического) поля, $E_s/B(E_s/E)$ — отношение Швингеровского поля к максимальному магнитному(электрическому) полю.

n_λ	$n_p, \text{см}^{-3}$	B/B_0	$P_B, \text{ПВт}$	E/E_0	$P_E, \text{ПВт}$	E_s/B	E_s/E
115	5.1×10^{26}	1.4	51	0.6	9	100	154
230	1.5×10^{27}	2.4	161	0.7	14	56	122
460	1.9×10^{27}	2.8	207	1.1	31	49	83
920	3.6×10^{27}	3.3	291	1.1	31	42	84
1840	6.5×10^{27}	4.6	583	1.8	83	29	51
3680	9.7×10^{27}	6.7	1212	2.2	132	20	40

индукционное электрическое поле генерируется изменяющимся магнитным полем. Из таблицы видно, что хотя электрическое поле и не достигает таких величин, как магнитное, но оно может значительно превосходить электрическое поле дипольной волны. Особенно следует подчеркнуть, что при достаточно умеренной (относительно планируемых мульти-100-петаваттных проектов ELI [30] или XCELS [31]) мощности 27 ПВт магнитное и электрическое поля могут достигать $1/20$ и $1/40$ величины Швингеровского поля, соответственно. Мощность, необходимая для создания подобного уровня полей, даже в случае оптимальной фокусировки в форме дипольной волны электрического типа достигает 130 ПВт для электрического поля и более 1.2 ЭВт для магнитного поля. Стоит отметить, что дипольная волна электрического типа не является оптимальной с точки зрения максимизации магнитного поля, однако, даже в случае дипольной волны магнитного типа, для которой в центре достигается максимум магнитного поля, необходимая мощность превышает 500 ПВт. Так-

же следует отметить, что время, необходимое для достижения момента максимального сжатия, уменьшается с увеличением разрешения, что является достаточно неожиданным результатом, см. рисунок 4.12(g-i). Это наблюдение вместе с распределениями на рисунке 4.12(a-f) позволили сделать вывод, что скорость сжатия плазменной колонны увеличивается с увеличением разрешения, а процесс самосжатия ограничивается разрешением численного моделирования, а не развитием изгибной неустойчивости, проявляющейся при максимальном сжатии. Если предположить, что процесс сжатия ограничивается изгибной неустойчивостью, тогда с увеличением разрешения момент развития неустойчивости либо не должен был бы меняться, либо должен бы был наступать позже по времени. Это означает, что, хотя процесс сжатия и инициируется внешним лазерным полем, динамика пинчевания является самосогласованной с характерным временем сжатия много меньше периода лазерного поля. Хотя проведенное численное моделирование и не может установить реальные пределы токовой контракции, оно явно демонстрирует основные особенности динамики и потенциально достижимые экстремальные значения плотности электрон-позитронной плазмы и электрического и магнитного полей.

Очень интересен и весьма важен вопрос, чем же ограничивается сжатие плазменной колонны, если не наблюдается никаких ограничений в рамках полуклассического подхода, используемого в процессе моделирования. Здесь можно предположить, что эти ограничения могут быть обусловлены законами квантовой механики, требующими квантово-механическое описание движение частиц и квантового описания плазмы, как, например, было сделано для описания встречных потоков электронов и позитронов в электрон-позитронном коллайдере [159, 160]. Важным фактором для определения реальных пределов сжатия является темп охлаждения частиц в процессе сжатия плазменной колонны. Следует однако отметить, что рассмотренная в данной

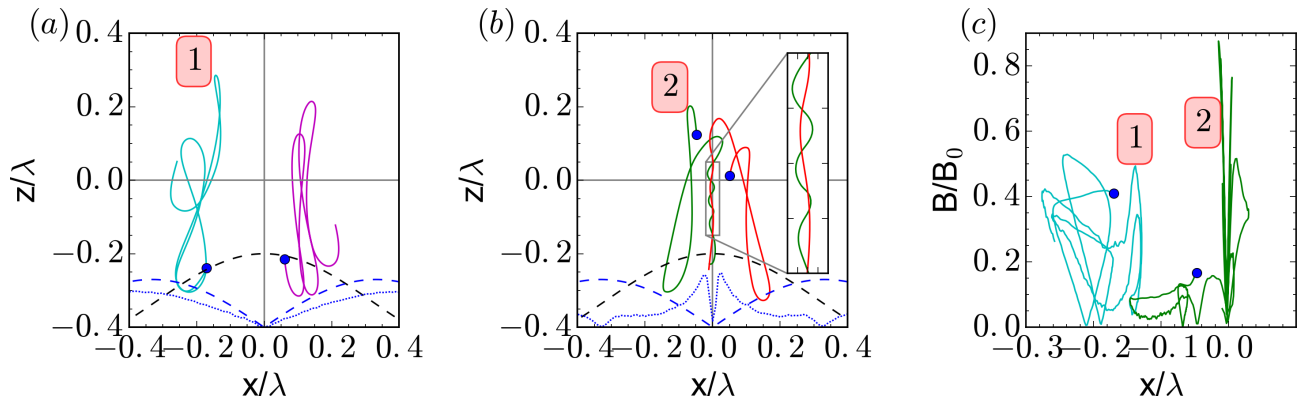


Рис. 4.13. Типичные траектории частиц в нелинейном режиме для дипольной волны электрического типа мощностью (a) 19 и (b) 27 ПВт; (c) фазовая плоскость $B-x$ для двух траекторий на рисунках (a) и (b). Синие маркеры обозначают начало траекторий. Пунктирные линии изображают электрическое (черная) и магнитное (синяя) поля дипольной волны. Синяя пунктирная линия изображает распределение магнитного поля на этапе развития пинча.

главе задача является более сложной, чем самосжатие взаимопроникающих потоков частиц, т.к. электрон-позитронная плазма формируется и контролируется лазерным полем, поэтому реально достижимые параметры электрон-позитронной плазмы в процессе сжатия еще предстоит определить.

4.3.4. Траектории частиц

Как уже отмечалось ранее, при мощностях меньше 20 ПВт траектории частиц в нелинейном режиме близки к траекториям в режиме аномально-го радиационного захвата [109]. Очевидно, что азимутальное магнитное поле большой амплитуды, генерируемое в процессе сжатия плазменной колонны, должно значительно влиять на траектории частиц. Действительно, типичные траектории для двух лазерных мощностей 19 и 27 ПВт, представленные на рисунок 4.13(a,b), демонстрируют указанное заключение. Для мощности 19 ПВт движение частиц в силу структуры поля плоское; если рассмотреть движение частиц в плоскости $y = 0$, то все траектории частиц относятся к различным полуплоскостям ($x > 0$ или $x < 0$) и не пересекают ось z . При

переходе к режиму пинчевания ситуация качественно меняется. Теперь частицы могут осциллировать вокруг оси z из-за наличия большого азимутально-го магнитного поля, генерируемого в процессе сжатия плазменной колонны. Чтобы подчеркнуть этот факт, на рисунке 4.13(с) изображена фазовая плоскость $B-x$, которая демонстрирует разницу в движении частиц в этих двух режимах. При мощности 19 ПВт частицы осциллируют между пучностями электрического и магнитного полей; они испытывают воздействия магнитного поля амплитудой порядка половины максимального и демонстрируют сложный характер движения в плоскости $B-x$ вследствие случайности процесса излучения фотонов. При мощности 27 ПВт частицы сначала приближаются к оси $x=0$, сохраняя режим движения аномального радиационного захвата в нарастающем, но все еще относительно слабом магнитном поле. Однако в тот момент, когда они приближаются к оси x , возникающее сильное магнитное поле ($B \approx B_0$) качественно меняет их траектории [161], и на фазовой плоскости $B-x$ траектории частиц выглядят как серия удлиняющихся петель, приближающихся к оси $x=0$.

4.3.5. Свойства гамма фотонов

В процессе пинчевания плазменной колонны меняются траектории частиц, а также сильно меняется структура поля, что неизбежно сказывается на свойствах излучаемых фотонов, таких как спектр и угловое распределение. Во-первых, максимальная энергия фотонов существенно меняется, что явно видно на рисунке 4.14(а), где приведены спектры фотонов, усредненные по периоду лазерного поля. Максимальная энергия падает примерно до 1 ГэВ, что вполне объяснимо для нового типа траекторий, т.к. частицы ускоряются меньшее время и меняют направление движения более часто. Во-вторых, изменение режима взаимодействия прослеживается и в диаграмме направ-

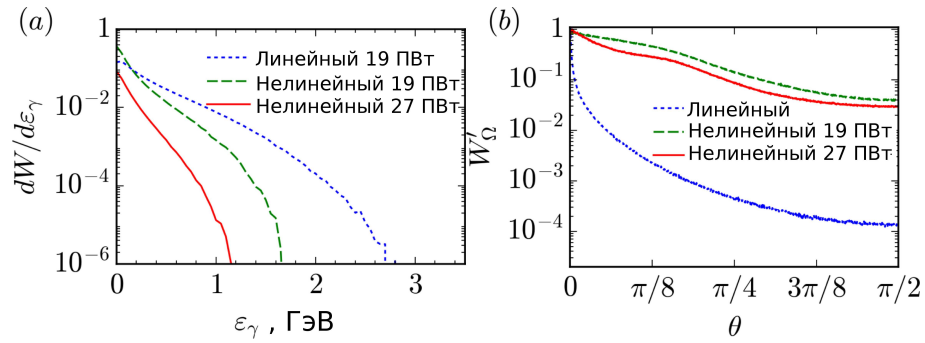


Рис. 4.14. Свойства гамма фотонов для дипольной волны электрического типа мощностью 19 и 27 ПВт: (a) спектр, (b) угловое распределение.

ленности излучаемых фотонов, представленной на рисунке 4.14(b), где для сравнения приведены диаграммы направленности для различных режимов. В линейном режиме, когда частицы двигаются преимущественно вдоль оси z , диаграмма направленности может быть экстремально узкой с шириной до 1 мрад, что объясняется аксисимметричной структурой взаимодействия [126]. В нелинейном режиме диаграмма направленности становится более однородной, а ширина растет до 0.1 рад.

Данные результаты опубликованы в статье [A7].

4.4. Замечания по возможной экспериментальной реализации

Хотя подготовка реального эксперимента не является задачей данной диссертационной работы, в этом параграфе обсуждаются некоторые особенности возможной постановки эксперимента.

4.4.1. Многопучковая конфигурация

Рассматриваемый в работе случай идеальной дипольной волны, очевидно, не может быть напрямую реализован в эксперименте. Вместе с тем возможно подобрать подходящую конфигурацию поля, достаточно близкую по

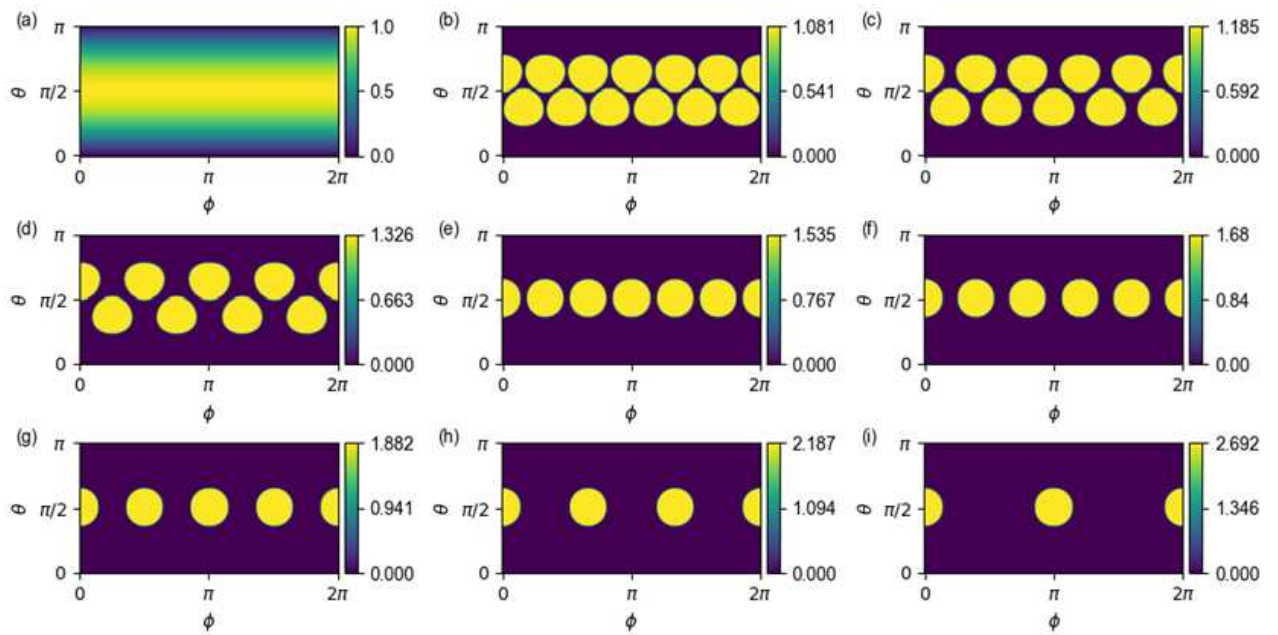


Рис. 4.15. Диаграмма направленности идеальной дипольной волны (а) и многопучковой системы для различного числа лазерных пучков, размещенных в один и два пояса (b-i). F-number каждого пучка 1.2.

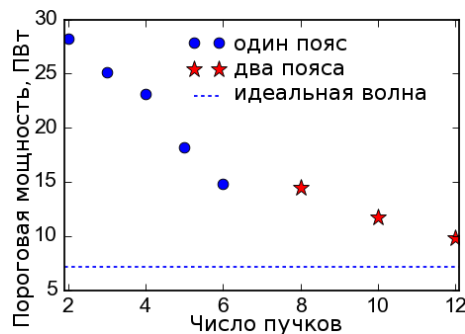


Рис. 4.16. Порог инициации самоподдерживающегося каскада в зависимости от числа пучков. Пунктирная линия изображает порог пробоя идеальной дипольной волны 7.2 ПВт.

своей конфигурации к структуре поля идеальной дипольной волны. Диаграмма направленности пропорциональная $\sin^2 \theta$, где θ — полярный угол, может с хорошей точностью моделироваться несколькими линейно поляризованными лазерными пучками, размещенными в один или два пояса, как показано на рисунке 4.15. Предпочтительной является конфигурация с размещением 12 пучков в два пояса [109], при этом порог возникновения самоподдерживающе-

гося каскада составляет 9.8 ПВт, см. рисунок 4.16, что дает в расчете на один пучок необходимую мощность 0.8 ПВт. В работах [34] и [А6] было показано, что наблюдаемая динамика КЭД каскадов в идеальной дипольной волне сохраняется и при использовании 12-ти пучковой конфигурации с неидеальной фокусировкой и синхронизацией лазерных импульсов. Подобную структуру многопучковой системы планируется использовать в перспективной лазерной установке в рамках мегапроекта XCELS [31].

4.4.2. Выбор мишени

В данной работе в качестве создания затравки для развития КЭД каскада используются плазменные мишени. Помимо них возможно применение других подходов, например, инжекция пучка заряженных частиц [118] или фотонов в область сильного поля [119]. Подобные подходы несомненно заслуживают внимания, однако они требуют отдельного рассмотрения и не исследуются в данной работе.

В условиях реального эксперимента затравочная мишень должна обеспечить достаточное количество начальных электронов не только для пробоя вакуума, но и для создания электрон-позитронной плазмы с плотностью, сравнимой с релятивистской критической плотностью. При этом мишень не должна быть слишком плотной, т.к. в этом случае переход в нелинейный режим может происходить еще на этапе сжатия, и наблюдаемые режимы взаимодействия могут отличаться от рассмотренных выше. Особенно это важно для задачи пинчевания электрон-позитронной плазмы, поскольку в случае пробоя в вакууме плотность плазмы растет экспоненциально быстро и увеличивается более чем на порядок уже в течение одного лазерного периода при $P > 20$ ПВт. Несколько методов для обеспечения инициирования и контроля каскада были недавно представлены в работах [34, 162, 163, 164].

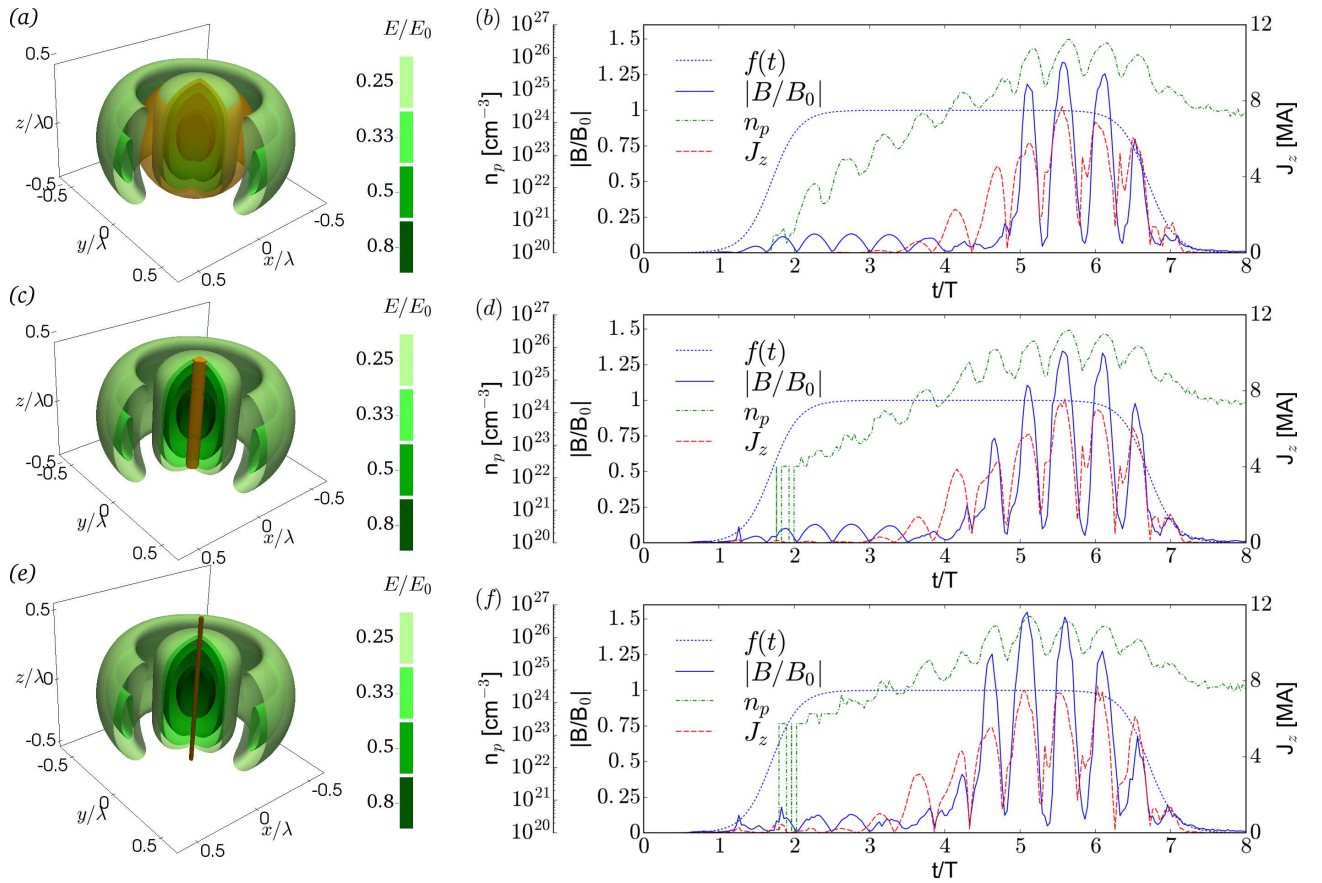


Рис. 4.17. Схема взаимодействия (а,с,е) и сравнение временной динамики 27 ПВт дипольной волны электрического типа, взаимодействующей с разными мишенями (b,d,f): (а,b) сферическая мишень малой плотности (10^{20} см^{-3}) диаметром 3 мкм (для удобства представления на схеме сфера изображена с меньшим радиусом); (с,d) наностержень диаметром 100 нм, длиной 1 мкм и плотностью $5 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$; (е,f) нанопроволока диаметром 30 нм, длиной 4 мкм и плотностью $5 \times 10^{23} \text{ см}^{-3}$ (для удобства представления показана только центральная часть проволоки). Легенда та же, что и на рисунке 4.11.

Для реалистичных параметров лазера, обсуждаемых выше, могут быть рассмотрены различные плазменные мишени, помещенные в фокус дипольной волны: сферическая мишень микронного размера с плотностью $10^{20} - 10^{21} \text{ см}^{-3}$, а также вполне реалистичные изолированные наностержни или нанопроволока с твердотельной плотностью ($10^{23} - 10^{24} \text{ см}^{-3}$), диаметром в десятки нанометров и высотой до нескольких микрон. В общем случае с равным количеством затравочных электронов разные мишени приводят к очень близким результатам, как показано на рисунке 4.17, так как в симметрич-

ной конфигурации дипольной волны рассматриваемой интенсивности все частицы выталкиваются в фокус на начальном этапе взаимодействия. Кроме того, в результате взаимодействия с сильным предимпульсом или передним фронтом лазерного импульса мишень может быть разрушена, поэтому ее параметры также должны быть оптимизированы в соответствии с параметрами лазерного излучения (контраст, пространственный и временной профили, пиковая мощность). В данном случае рассматриваемая сферическая мишень низкой плотности может представлять собой распространяющееся облако частиц, преионизованных предимпульсом. Вместе с тем, точное позиционирование и синхронизация лазерных пучков при использовании наноразмерных мишеней это отдельная задача, которая требует отдельного изучения.

4.5. Выводы к четвертой главе

В данной главе проведено исследование режимов динамики электрон-позитронной плазмы в поле сходящейся дипольной волны петаваттного уровня мощности. Рассмотрены свойства формирующейся в результате развития КЭД каскада электрон-позитронной плазмы. При мощности лазерной волны меньше 20 ПВт в нелинейном режиме возможно формирование квазистационарных состояний электрон-позитронной плазмы. Отличительной особенностью этого режима является развитие токовой неустойчивости, приводящей к азимутальному расслоению изначально симметричного по углу φ распределения и формированию устойчивого распределения в виде двух токовых слоев, лежащих под углом π друг к другу. Частицы стремятся к узлу возникающего магнитного поля, что ведет к формированию предельно тонкого плазменного распределения. При мощностях больше 20 ПВт наблюдается режим токовой контракции, в котором происходит пинчевание электрон-позитронной плазмы. В этом режиме вблизи оси формируется значительный ток,

приводящий к возникновению магнитного поля, сравнимого по величине с полем волны. Под действием данного магнитного поля происходит сжатие плазменной структуры до размеров, сравнимых с несколькими ячейками сетки в численном моделировании. На основании многомасштабного численного моделирования показано, что при увеличении пространственного и временного разрешения более чем на порядок формирующееся распределение электрон-позитронной плазмы позволяет достичь плотностей 10^{28} см⁻³ и магнитного поля до 1/20 от величины Швингеровского поля. Кроме того, проанализированы свойства заряженных частиц и фотонов в этих нелинейных режимах, а также приведены соображения, позволяющие экспериментально реализовать описанные режимы на перспективных лазерных системах. Полученные результаты позволяют говорить о возможности наблюдения обсуждаемых нелинейных режимов на перспективных мультитераваттных лазерных установках.

Заключение

В заключении приведены основные результаты диссертации:

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 сильносфокусированного 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 мак-

симальна 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 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 элек-

трон-позитронной плазмы, представляющая собой плазменные слои, расположенные под углом π 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} см⁻³, а магнитное поле может превышать поле волны в 7 раз.

Список литературы

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 / Evgeny S Efimenko, Aleksei V Bashinov, Sergei 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 // PIERS 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. E. 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., Ким А. Вынужденное рассеяние ультракоротких лазерных импульсов // Сборник трудов конференции молодых ученых “Нелинейные волны 2008”. — 2008. — С. 53.
- A12. Ефименко Е., Ким А. Формирование мелкомасштабных плазменных неоднородностей при распространении сильно сфокусированных лазерных импульсов в газе // Труды 14-й Нижегородской сессии молодых учёных. — 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. 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 PIERS-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 и др. // Proceedings of Int. conference “Nonlinear Wave Physics – 2014”. — 2014. — С. 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 и др. // 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. Méjean et al. // Science. — 2003. — Vol. 301, no. 5629. — 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. — 12. — 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. Baltuška, 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. — Jun. — Vol. 98. — P. 245002.
9. Fast ignition realization experiment with high-contrast kilo-joule peta-watt lfex laser and strong external magnetic field / Shinsuke Fujioka, Yasunobu Arikawa, Sadaoki Kojima et al. // Physics of Plasmas. — 2016. — Vol. 23, no. 5. — P. 056308.
10. Norreys P. A. Laser-driven particle acceleration // Nature Photonics. — 2009. — Vol. 3, no. 8. — 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, no. 2. — 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. — Apr. — Vol. 72. — P. 545–591.
 14. Yablonovitch E. Self-phase modulation and short-pulse generation from laser-breakdown plasmas // *Phys. Rev. A.* — 1974. — Nov. — 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. — Apr. — Vol. 7, no. 4. — 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. — Jan. — Vol. 20, no. 1. — P. 73–75.
 17. Uv–supercontinuum generated by femtosecond pulse filamentation in air: Meter-range experiments versus numerical simulations / G. Méjean, J. Kasparian, J. Yu et al. // *Applied Physics B.* — 2006. — Vol. 82, no. 3. — P. 341–345.
 18. Gabel C. Femtosecond lasers in biology: nanoscale surgery with ultrafast optics // *Contemporary Physics.* — 2008. — Vol. 49, no. 6. — P. 391–411.
 19. Gattass R. R., Mazur E. Femtosecond laser micromachining in transparent materials // *Nature Photonics.* — 2008. — Vol. 2, no. 4. — 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. — Jun. — Vol. 16, no. 13. — P. 9907–9917.
 21. Гильденбург В., Ким А. 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, no. 1. — 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, no. 1-2. — 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, no. 1. — 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, no. 4737. — P. 486–488.
27. Mourou G., Tajima T., Bulanov S. Optics in the relativistic regime // Rev. Mod. Phys. — 2006. — Apr. — Vol. 78. — P. 309–371.
28. Relativistic generation of isolated attosecond pulses in a λ^3 focal volume / N. M. Naumova, J. A. Nees, I. V. Sokolov et al. // Phys. Rev. Lett. — 2004. — Feb. — 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. — Mar. — Vol. 5. — P. 031301.
30. <http://www.eli-laser.eu>.
31. <http://www.xcels.iapras.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. — Aug. — 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. — Oct. — Vol. 7. — P. 041003.
35. Meyerand R. G., Haught A. F. Gas breakdown at optical frequencies // Phys. Rev. Lett. — 1963. — Nov. — Vol. 11. — P. 401–403.
36. Келдыш Л. В. Ионизация в поле сильной электромагнитной волны // ЖЭТФ. — 1964. — Т. 47. — С. 1945.
37. Ландау Л., Лифшиц Е. Квантовая Механика. — Москва : «Физматлит», 2006.
38. Chin S. From multiphoton to tunnel ionization // Advances in Multiphoton Processes and Spectroscopy. — 2004. — Vol. 16. — P. 249–272.
39. Переломов А., Попов В. С., Терентьев М. Ионизация атомов в переменном электрическом поле // ЖЭТФ. — 1966. — Т. 50. — С. 1393–1409.
40. Попов В. Туннельная и многофотонная ионизация атомов и ионов в сильном лазерном поле (теория Келдыша) // УФН. — 2004. — Т. 174. — С. 921.
41. Ammosov M., Delone N., Krainov V. Tunnel ionization of complex atoms and of atomic ions in an alternating electromagnetic field // Sov. Phys. J. Exp. Theor. Phys. — 1986. — Vol. 64. — P. 1191.
42. Bauer D., Mulser P. Exact field ionization rates in the barrier-suppression regime from numerical time-dependent schrödinger-equation calculations // Phys. Rev. A. — 1999. — Jan. — Vol. 59. — P. 569–577.
43. Ilkov F., Decker J., Chin S. Ionization of atoms in the tunnelling regime with experimental evidence using hg atoms // Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics. — 1992. — Vol. 25, no. 19. — P. 4005.
44. Sacchi C. Laser-induced electric breakdown in water // J. Opt. Soc. Am. B. — 1991. — Vol. 8. — P. 337.
45. Noack J., Vogel A. Laser-induced plasma formation in water at nanosecond to femtosecond time scales: Calculation of thresholds, absorption coeffi-

- icients, and energy density // *IEEEJ Quantum. Electron.* — 1999. — Vol. 35. — P. 1156–1167.
46. Time-resolved refractive index and absorption mapping of light-plasma filaments in water / S. Minardi, A. Gopal, M. Tatarakis et al. // *Opt. Lett.* — 2008. — Mar. — Vol. 33. — P. 86–88.
47. Geints Y., Zemlyanov A. Filamentation of high-power laser radiation in air and water: Comparative analysis // *Quantum Electronics.* — 2010. — Vol. 40. — P. 121–126.
48. Microscopic processes in dielectrics under irradiation by subpicosecond laser pulses / A. Kaiser, B. Rethfeld, M. Vicanek, G. Simon // *Phys. Rev. B.* — 2000. — May. — Vol. 61. — P. 11437–11450.
49. Filamentation and damage in fused silica induced by tightly focused femtosecond laser pulses / A. Couairon, L. Sudrie, M. Franco et al. // *Phys. Rev. B.* — 2005. — Mar. — Vol. 71. — P. 125435.
50. Kennedy P. A first-order model for computation of laser-induced breakdown thresholds in ocular and aqueous media: Part i – theory // *IEEE J. Quantum Electron.* — 1995. — Vol. 31. — P. 2241–2249.
51. Mechanisms of femtosecond laser nanosurgery of cells and tissues / J. Noack, A. Vogel, G. Hüttman, G. Paltauf // *Appl. Phys. B.* — 2005. — Vol. 81. — P. 1015–1047.
52. Self-guided propagation of ultrashort ir laser pulses in fused silica / S. Tzortzakis, L. Sudrie, M. Franco et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2001. — Nov. — Vol. 87. — P. 213902.
53. Field dependent avalanche ionization rates in dielectrics / P. P. Rajeev, M. Gertsvolf, P. B. Corkum, D. M. Rayner // *Phys. Rev. Lett.* — 2009. — Feb. — Vol. 102. — P. 083001.
54. Filamentation and temporal reshaping of a femtosecond pulse in fused silica / Z. Wu, H. Jiang, Q. Sun et al. // *Phys. Rev. A.* — 2003. — Dec. — Vol. 68. —

- P. 063820.
55. Laser-induced damage in dielectrics with nanosecond to subpicosecond pulses / B. C. Stuart, M. D. Feit, A. M. Rubenchik et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 1995. — Mar. — Vol. 74. — P. 2248–2251.
 56. Rethfeld B. Unified model for the free-electron avalanche in laser-irradiated dielectrics // *Phys. Rev. Lett.* — 2004. — May. — Vol. 92. — P. 187401.
 57. Kennedy P. A first-order model for computation of laser-induced breakdown thresholds in ocular and aqueous media: Part ii – comparison to experiment // *IEEE J. Quantum Electron.* — 1995. — Vol. 31. — P. 2250–2257.
 58. Short-pulse laser damage in transparent materials as a function of pulse duration / A.-C. Tien, S. Backus, H. Kapteyn et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 1999. — May. — Vol. 82. — P. 3883–3886.
 59. Thornber K. Applications of scaling to problems in high-field electronic transport // *Journal of Applied Physics.* — 1981. — Vol. 52, no. 1. — P. 279–290.
 60. Fan C., Sun J., Longtin J. Breakdown threshold and localized electron density in water induced by ultrashort laser pulses // *Journal of Applied Physics.* — 2002. — Vol. 91, no. 4. — P. 2530.
 61. Modoran G., Schumacher D. Direct measurement of intense field ionization rates in sapphire and water during short pulse laser propagation // *Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference and Photonic Applications Systems Technologies.* — Optical Society of America, 2007. — P. QThD3.
 62. Interaction of dielectrics with femtosecond laser pulses: application of kinetic approach and multiple rate equation / B. Rethfeld, O. Brenk, N. Medvedev et al. // *Appl. Phys. A.* — 2010. — Vol. 101. — P. 19–25.
 63. Klein O. Die reflexion von elektronen an einem potentialsprung nach der relativistischen dynamik von dirac // *Zeitschrift für Physik.* — 1929. — Mar. — Vol. 53, no. 3. — P. 157–165.

64. Sauter F. Über das Verhalten eines Elektrons im homogenen elektrischen Feld nach der relativistischen Theorie Diracs // Zeitschrift für Physik. — 1931. — Nov. — Vol. 69, no. 11. — P. 742–764.
65. Schwinger J. On gauge invariance and vacuum polarization // Phys. Rev. — 1951. — Jun. — Vol. 82. — P. 664–679.
66. Попов В. О швингеровском механизме рождения электрон-позитронных пар из вакуума полем оптических и рентгеновских лазеров // Письма в ЖЭТФ. — 2001. — Т. 74. — С. 151–156.
67. Ritus V. Quantum effects of the interaction of elementary particles with an intense electromagnetic field // Journal of Soviet Laser Research. — 1985. — Vol. 6, no. 5. — P. 497–617.
68. Extremely high-intensity laser interactions with fundamental quantum systems / A. Di Piazza, C. Müller, K. Z. Hatsagortsyan, C. H. Keitel // Rev. Mod. Phys. — 2012. — Aug. — Vol. 84. — P. 1177–1228.
69. Limitations on the attainable intensity of high power lasers / A. M. Fedotov, N. B. Narozhny, G. Mourou, G. Korn // Phys. Rev. Lett. — 2010. — Aug. — Vol. 105. — P. 080402.
70. Gil'denburg V. B. Electrodynamic mechanisms that limit the electron concentration in a laser spark // Sov. Phys. JETP. — 1980. — March. — Vol. 51. — P. 480–482.
71. Refraction effects associated with multiphoton ionization and ultrashort-pulse laser propagation in plasma waveguides / R. Rankin, C.E. Capjack, N.H. Burnett, P.B. Corkum // Opt. Lett. — 1991. — Jun. — Vol. 16, no. 11. — P. 835–837.
72. Fill E. Focusing limits of ultrashort laser pulses: analytical theory // J. Opt. Soc. Am. B. — 1994. — Nov. — Vol. 11, no. 11. — P. 2241–2245.
73. Experiments and simulations of tunnel-ionized plasmas / W. P. Leemans, C. E. Clayton, W. B. Mori et al. // Phys. Rev. A. — 1992. — Jul. — Vol. 46. —

- P. 1091–1105.
74. Rae S. Ionization-induced defocusing of intense laser pulses in high-pressure gases // *Optics Communications*. — 1993. — Vol. 97, no. 1–2. — P. 25 – 28.
 75. Self-sustained plasma waveguide structures produced by ionizing laser radiation in a dense gas / D. Anderson, A. V. Kim, M. Lisak et al. // *Phys. Rev. E*. — 1995. — Oct. — Vol. 52. — P. 4564–4567.
 76. Kandidov V., Shlenov S., Kosareva O. Filamentation of high-power femtosecond laser radiation // *Quantum Electronics*. — 2009. — Vol. 39, no. 3. — P. 205.
 77. Lin J.-Y. Optimization of laser propagation in optical-field-ionization plasmas for x-ray laser generation // *Applied Physics B*. — 2006. — Vol. 86, no. 1. — P. 25–29.
 78. Self-compression of ultrashort pulses through ionization-induced spatiotemporal reshaping / N.L. Wagner, E.A. Gibson, T. Popmintchev et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2004. — Oct. — Vol. 93. — P. 173902.
 79. Temporal and angular resolution of the ionization-induced refraction of a short laser pulse in helium gas / P. Chessa, E. De Wispelaere, F. Dorchies et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 1999. — Jan. — Vol. 82. — P. 552–555.
 80. Bloembergen N. The influence of electron plasma formation on superbroadening in light filaments // *Opt. Commun.* — 1973. — Vol. 8. — P. 285.
 81. Corcum P. Amplification of picosecond $10\mu\text{m}$ pulses in multiatmosphere CO_2 lasers // *IEEE J. Quantum Electron.* — 1985. — Vol. 21. — P. 216–232.
 82. Wood W. M., Siders C. W., Downer M. C. Measurement of femtosecond ionization dynamics of atmospheric density gases by spectral blueshifting // *Phys. Rev. Lett.* — 1991. — Dec. — Vol. 67. — P. 3523–3526.
 83. Wilks S. C., Dawson J. M., Mori W. B. Frequency up-conversion of electromagnetic radiation with use of an overdense plasma // *Phys. Rev. Lett.* — 1988. — Jul. — Vol. 61. — P. 337–340.
 84. Rae S. C., Burnett K. Detailed simulations of plasma-induced spectral

- blueshifting // Phys. Rev. A. — 1992. — Jul. — Vol. 46. — P. 1084–1090.
85. Sprangle P., Esarey E., Ting A. Nonlinear interaction of intense laser pulses in plasmas // Phys. Rev. A. — 1990. — Apr. — Vol. 41. — P. 4463–4469.
86. Гильденбург В. Б., Ким А. В., Хазанов И. В. Динамика вынужденного ионизационного рассеяния в пространственно ограниченном высокочастотном разряде // Физика плазмы. — 1983. — Т. 9. — С. 1303–1308.
87. Antonsen T., Bian Z. Ionization induced scattering of short intense laser pulses // Phys. Rev. Lett. — 1999. — May. — Vol. 82. — P. 3617–3620.
88. Ionization induced scattering of femtosecond intense laser pulses in cluster plasmas / Wang Xiangxin, Wang Cheng, Liu Jiansheng et al. // Plasma Science and Technology. — 2005. — apr. — Vol. 7, no. 2. — P. 2761–2763.
89. Clark D. S., Fisch N. J. Regime for a self-ionizing raman laser amplifier // Physics of Plasmas. — 2002. — Vol. 9, no. 6. — P. 2772–2780.
90. Gil'denburg V. B., Litvak A. G., Zharova N. A. Microfilamentation in optical-field-induced ionization process // Phys. Rev. Lett. — 1997. — Apr. — Vol. 78. — P. 2968–2971.
91. Gildenburg V. B., Vvedenskii N. V. Instabilities and structures in optical and microwave breakdown processes // Physics of Plasmas. — 2001. — Vol. 8, no. 5. — P. 1953–1960.
92. Electric events synchronized with laser filaments in thunderclouds / J. Kasparian, R. Ackermann, Y.-B. André et al. // Opt. Express. — 2008. — Apr. — Vol. 16, no. 8. — P. 5757–5763.
93. Lidar measurement of constituents of microparticles in air by laser-induced breakdown spectroscopy using femtosecond terawatt laser pulses / T. Fujii, N. Goto, M. Miki et al. // Opt. Lett. — 2006. — Dec. — Vol. 31, no. 23. — P. 3456–3458.
94. Conical emission from self-guided femtosecond pulses in air / E. T. J. Nibbering, P. F. Curley, G. Grillon et al. // Opt. Lett. — 1996. — Jan. — Vol. 21,

- no. 1. — P. 62–64.
95. Experimental investigation of propagation femtosecond laser pulses through aerosols media and nonlinear scattering on droplet / A.A. Zemlyanov, A.A. Zemlyanov, Yu.P. Meshalkin, A.M. Kabanov // Proc. SPIE. — 2004. — Vol. 5743. — P. 194–198.
96. Zemlyanov A., Geints Y. Filamentation length of ultrashort laser pulse in presence of aerosol layer // Optics Communications. — 2006. — Vol. 259, no. 2. — P. 799–804.
97. Pavlyukh Y., Hübner W. Nonlinear mie scattering from spherical particles // Phys. Rev. B. — 2004. — Dec. — Vol. 70. — P. 245434.
98. White-light nanosource with directional emission / C. Favre, V. Boutou, S.C. Hill et al. // Phys. Rev. Lett. — 2002. — Jun. — Vol. 89. — P. 035002.
99. Double-resonance stimulated raman scattering from optically levitated glycerol droplets / A. Biswas, H. Latifi, R. L. Armstrong, R. G. Pinnick // Phys. Rev. A. — 1989. — Dec. — Vol. 40. — P. 7413–7416.
100. Hopkins R., Reid J. Evaporation of ethanol/water droplets: Examining the temporal evolution of droplet size, composition and temperature // The Journal of Physical Chemistry A. — 2005. — Vol. 109, no. 35. — P. 7923–7931.
101. Chen Z., Taflove A., Backman V. Photonic nanojet enhancement of backscattering of light by nanoparticles: a potential novel visible-light ultramicroscopy technique // Opt. Express. — 2004. — Apr. — Vol. 12, no. 7. — P. 1214–1220.
102. Geints Y., Zemlyanov A. Phase explosion of a water drop by a femtosecond laser pulse: I. dynamics of optical breakdown // Atmospheric and Oceanic Optics. — 2009. — Vol. 22, no. 6. — P. 581–589.
103. Geints Y., Zemlyanov A. Phase explosion of a water drop by a femtosecond laser pulse. ii. thermodynamic paths of a fluid // Atmospheric and Oceanic Optics. — 2010. — Vol. 23, no. 1. — P. 9–13.
104. Plasma formation dynamics within a water microdroplet on femtosecond

- time scales / F. Courvoisier, V. Boutou, C. Favre et al. // Opt. Lett. — 2003. — Feb. — Vol. 28, no. 3. — P. 206–208.
105. Time-resolved explosion dynamics of h₂o droplets induced by femtosecond laser pulses / A. Lindinger, J. Hagen, L.D. Socaciu et al. // Appl. Opt. — 2004. — Sep. — Vol. 43, no. 27. — P. 5263–5269.
106. Liseykina T. V., Bauer D. Plasma-formation dynamics in intense laser-droplet interaction // Phys. Rev. Lett. — 2013. — Apr. — Vol. 110. — P. 145003.
107. <http://www.sciencemag.org/news/2018/01/physicists-are-planning-build-lasers-s-powerful-they-could-rip-apart-empty-space>.
108. Radiation friction versus ponderomotive effect / A. M. Fedotov, N. V. Elkina, E. G. Gelfer et al. // Phys. Rev. A. — 2014. — Nov. — Vol. 90. — P. 053847.
109. Anomalous radiative trapping in laser fields of extreme intensity / A. Gonoskov, A. Bashinov, I. Gonoskov et al. // Phys. Rev. Lett. — 2014. — Jul. — Vol. 113. — P. 014801.
110. Radiation-reaction trapping of electrons in extreme laser fields / L. L. Ji, A. Pukhov, I. Yu. Kostyukov et al. // Phys. Rev. Lett. — 2014. — Apr. — Vol. 112. — P. 145003.
111. Bashinov A. V., Kim A. V., Sergeev A. M. Impact of quantum effects on relativistic electron motion in a chaotic regime // Phys. Rev. E. — 2015. — Oct. — Vol. 92. — P. 043105.
112. Bashinov A. V., Kumar P., Kim A. V. Particle dynamics and spatial e^-e^+ density structures at qed cascading in circularly polarized standing waves // Phys. Rev. A. — 2017. — Apr. — Vol. 95. — P. 042127.
113. Quantum radiation reaction in laser–electron-beam collisions / T. G. Blackburn, C. P. Ridgers, J. G. Kirk, A. R. Bell // Phys. Rev. Lett. — 2014. — Jan. — Vol. 112. — P. 015001.
114. Quantum quenching of radiation losses in short laser pulses / C. N. Harvey,

- A. Gonoskov, A. Ilderton, M. Marklund // *Phys. Rev. Lett.* — 2017. — Mar. — Vol. 118. — P. 105004.
115. Mironov A., Narozhny N., Fedotov A. Collapse and revival of electromagnetic cascades in focused intense laser pulses // *Physics Letters A.* — 2014. — Vol. 378, no. 44. — P. 3254 – 3257.
116. Schwinger limit attainability with extreme power lasers / Stepan S. Bulanov, Timur Zh. Esirkepov, Alexander G. R. Thomas et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2010. — Nov. — Vol. 105. — P. 220407.
117. Laser field absorption in self-generated electron-positron pair plasma / E. N. Nerush, I. Yu. Kostyukov, A. M. Fedotov et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2011. — Jan. — Vol. 106. — P. 035001.
118. Electromagnetic cascade in high-energy electron, positron, and photon interactions with intense laser pulses / S. S. Bulanov, C. B. Schroeder, E. Esarey, W. P. Leemans // *Phys. Rev. A.* — 2013. — Jun. — Vol. 87. — P. 062110.
119. Qed cascade induced by a high-energy γ photon in a strong laser field / Suo Tang, Muhammad Ali Bake, Hong-Yu Wang, Bai-Song Xie // *Phys. Rev. A.* — 2014. — Feb. — Vol. 89. — P. 022105.
120. Effect of laser polarization on quantum electrodynamical cascading / V. F. Bashmakov, E. N. Nerush, I. Yu. Kostyukov et al. // *Physics of Plasmas.* — 2014. — Vol. 21, no. 1. — P. 013105.
121. Generation of overdense and high-energy electron-positron-pair plasmas by irradiation of a thin foil with two ultraintense lasers / H. X. Chang, B. Qiao, Z. Xu et al. // *Phys. Rev. E.* — 2015. — Nov. — Vol. 92. — P. 053107.
122. Kostyukov I. Y., Nerush E. N. Production and dynamics of positrons in ultra-high intensity laser-foil interactions // *Physics of Plasmas.* — 2016. — Vol. 23, no. 9. — P. 093119.
123. Seeded qed cascades in counterpropagating laser pulses / T. Grismayer, M. Vranic, J. L. Martins et al. // *Phys. Rev. E.* — 2017. — Feb. — Vol. 95. —

- P. 023210.
124. Electron-positron cascades in multiple-laser optical traps / M. Vranic, T. Grismayer, R. A. Fonseca, L. O. Silva // Plasma Physics and Controlled Fusion. — 2017. — Vol. 59, no. 1. — P. 014040.
125. Dipole pulse theory: Maximizing the field amplitude from 4π focused laser pulses / Ivan Gonoskov, Andrea Aiello, Simon Heugel, Gerd Leuchs // Phys. Rev. A. — 2012. — Nov. — Vol. 86. — P. 053836.
126. 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. — oct. — Vol. 19, no. 11. — P. 114012.
127. Делоне Н., Крайнов В. Нелинейная ионизация атомов лазерным излучением. — Москва : «Физматлит», 2001.
128. Райзер Ю. Физика газового разряда. — Москва : «Наука», 1987.
129. Sprangle P., Esarey E., Krall J. Laser driven electron acceleration in vacuum, gases and plasmas // Phys. Plasmas. — 1996. — Vol. 3. — P. 2183–2190.
130. Yee K. Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. — 1966. — May. — Vol. 14, no. 3. — P. 302–307.
131. Berenger J.-P. A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves // Journal of Computational Physics. — 1994. — oct. — Vol. 114. — P. 185–200.
132. April A. Ultrashort, strongly focused laser pulses in free space // Coherence and Ultrashort Pulse Laser Emission / Ed. by F. J. Duarte. — Rijeka : IntechOpen, 2010.
133. Richards B., Wolf E. Electromagnetic diffraction in optical systems, ii. structure of the image field in an aplanatic system // Proc. R. Soc. Lond. A. — 1959. — Vol. 253. — P. 358–379.
134. Dorn R., Quabis S., Leuchs G. The focus of light—linear polarization breaks

- the rotational symmetry of the focal spot // *Journal of Modern Optics*. — 2003. — Vol. 50, no. 12. — P. 1917–1926.
135. Sepke S., Umstadter D. Analytical solutions for the electromagnetic fields of tightly focused laser beams of arbitrary pulse length // *Opt. Lett.* — 2006. — Sep. — Vol. 31, no. 17. — P. 2589–2591.
136. Cicchitelli L., Hora H., Postle R. Longitudinal field components for laser beams in vacuum // *Phys. Rev. A*. — 1990. — Apr. — Vol. 41. — P. 3727–3732.
137. Malkin V. M., Shvets G., Fisch N. J. Fast compression of laser beams to highly overcritical powers // *Phys. Rev. Lett.* — 1999. — May. — Vol. 82. — P. 4448–4451.
138. Short light pulse amplification and compression by stimulated brillouin scattering in plasmas in the strong coupling regime / A. A. Andreev, C. Riconda, V. T. Tikhonchuk, S. Weber // *Physics of Plasmas*. — 2006. — Vol. 13, no. 5. — P. 053110.
139. Adiabatic frequency up-conversion of a powerful electromagnetic pulse producing gas ionization / VB Gildenburg, AV Kim, VA Krupnov et al. // *IEEE transactions on plasma science*. — 1993. — Vol. 21, no. 1. — P. 34–44.
140. Amplification of ultrashort laser pulses by a resonant raman scheme in a gas-jet plasma / Yuan Ping, Weifeng Cheng, Szymon Suckewer et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2004. — Apr. — Vol. 92. — P. 175007.
141. Amplification of ultrashort laser pulses by brillouin backscattering in plasmas / S. Weber, C. Riconda, L. Lancia et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2013. — Jul. — Vol. 111. — P. 055004.
142. Improving accuracy by subpixel smoothing in the finite-difference time domain / A. Farjadpour, D. Roundy, A. Rodriguez et al. // *Opt. Lett.* — 2006. — Oct. — Vol. 31, no. 20. — P. 2972–2974.
143. Juntunen J., Tsiboukis T. Reduction of numerical dispersion in fdtd method through artificial anisotropy // *Microwave Theory and Techniques, IEEE*

- Transactions on. — 2000. — Vol. 48, no. 4. — P. 582–588.
144. Taflove A., Hagness S. Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method. The Artech House antenna and propagation library. — Artech House, Incorporated, 2005. — ISBN: 9781580538329.
145. Ramahi O. Near- and far-field calculations in fdtd simulations using kirchhoff surface integral representation // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. — 1997. — Vol. 45. — P. 753–759.
146. Балюк Н., Зеленин А. Метод расчёта взаимодействия импульсного электромагнитного поля с объектом сложной конфигурации // Технологии электромагнитной совместимости. — 2006. — Т. 2. — С. 54–58.
147. Bohren C., Huffman D. Absorption and scattering of light by small particles. — New York : Wiley, 1998.
148. Wiscombe W. J. Improved mie scattering algorithms // Appl. Opt. — 1980. — May. — Vol. 19, no. 9. — P. 1505–1509.
149. Carls J. C., Seo Y., Brock J. R. Laser-induced breakout and detonation waves in droplets. ii. model // J. Opt. Soc. Am. B. — 1991. — Feb. — Vol. 8, no. 2. — P. 329–336.
150. Terawatt femtosecond ti:sapphire laser system / A.A. Babin, A.M. Kiselev, A.M. Sergeev, A.N. Stepanov // Quantum Electronics. — 2001. — Vol. 31, no. 7. — P. 623.
151. Ахманов С., Выслоух В., Чиркин А. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. — Москва : «Наука», 1988.
152. Extended particle-in-cell schemes for physics in ultrastrong laser fields: Review and developments / A. Gonoskov, S. Bastrakov, E. Efimenko et al. // Phys. Rev. E. — 2015. — Aug. — Vol. 92. — P. 023305.
153. Particle-in-cell laser-plasma simulation on xeon phi coprocessors / I.A. Surmin, S.I. Bastrakov, E.S. Efimenko et al. // Computer Physics Communications. — 2016. — Vol. 202. — P. 204 – 210.

154. Boris J. P. Relativistic plasma simulation—optimization of a hybrid code // Proceedings of 4th Conference on Numerical Simulation of Plasmas. — 1970. — P. 3–67.
155. Esirkepov T. Z. Exact charge conservation scheme for particle-in-cell simulation with an arbitrary form-factor // Computer Physics Communications. — 2001. — apr. — Vol. 135. — P. 144–153.
156. Attractors and chaos of electron dynamics in electromagnetic standing waves / T. Zh. Esirkepov, S. S. Bulanov, J. K. Koga et al. // Phys. Lett. A. — 2015. — Vol. 379, no. 36. — P. 2044 – 2054.
157. Weibel E. S. Spontaneously growing transverse waves in a plasma due to an anisotropic velocity distribution // Phys. Rev. Lett. — 1959. — Feb. — Vol. 2. — P. 83–84.
158. Benford G., Book D. L. Relativistic beam equilibria // Advances in Plasma Physics. — 1971. — Vol. 4. — P. 125.
159. Winterberg F. Radiative collapse of a relativistic electron-positron plasma to ultrahigh densities // Phys. Rev. A. — 1979. — Mar. — Vol. 19. — P. 1356–1362.
160. Meierovich B. E. Electromagnetic collapse. equilibrium of a dense pinch // Physics Reports. — 1982. — Vol. 92, no. 3. — P. 83 – 133.
161. Gratreau P. Generalized bennett equilibria and particle orbit analysis of plasma columns carrying ultra-high currents // The Physics of Fluids. — 1978. — Vol. 21, no. 8. — P. 1302–1311.
162. Tamburini M., Di Piazza A., Keitel C. Laser-pulse-shape control of seeded qed cascades // Scientific Reports. — 2017. — Vol. 7. — P. 5694.
163. Artemenko I. I., Kostyukov I. Y. Ionization-induced laser-driven qed cascade in noble gases // Phys. Rev. A. — 2017. — Sep. — Vol. 96. — P. 032106.
164. Qed cascade with 10 pw-class lasers / M. Jirka, O. Klimo, M. Vranic et al. // Scientific Reports. — 2017. — Vol. 7. — P. 15302.