

Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова

Физический факультет

Кафедра атомной физики, физики плазмы и микроэлектроники

На правах рукописи

Богацкая Анна Викторовна

**Новые методы усиления и генерации
электромагнитного излучения в плазменных
каналах, созданных в газах мощными
ультракороткими лазерными импульсами и
электронными пучками**

01.04.08 – физика плазмы

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

Доктор физ.-мат. наук

А.М. Попов

Москва 2016

Оглавление

Глава 1. Интерференционная стабилизация атомов в сильном лазерном поле как способ получения инверсии и генерации излучения видимого и ВУФ диапазонов частот	15
1.1. Явление интерференционной стабилизации ридберговских атомов.....	15
1.2. Инверсная населенность в спектре и возможность усиления электромагнитного излучения в газах при наличии интерференционной стабилизации	17
1.3. Усиление и генерация излучения видимого и УФ диапазонов в послеимпульсном режиме	24
1.4. Усиление и генерация электромагнитного излучения во время воздействия лазерного импульса	31
Заключение к Главе 1.	33
Глава 2. Распространение и усиление микроволнового излучения в плазменном канале, создаваемом в инертных газах мощным фемтосекундным импульсом кrypton-фторового лазера	34
Постановка задачи	34
2.1. Кинетическое уравнение Больцмана для эволюции энергетического спектра фотоэлектронов.....	35
Формирование плазменного канала. Фотоионизация газов ультракоротким лазерным импульсом.....	35
Уравнение Больцмана в двучленном приближении	38
Результаты расчета эволюции ФРЭЭ в ксеноне и аргоне.	40
Аналитика для уравнения Больцмана в случае инертных газов.	45
2.2. Электродинамические свойства плазменного канала с сильной неравновесностью ФРЭЭ	49
Особенности слабоионизованной плазмы с инверсной населенностью в спектре электронов. О возможности усиления СВЧ излучения в плазменном канале.	49
Результаты расчета коэффициента усиления и диэлектрической проницаемости неравновесной плазмы.....	53
Аналитика для электродинамических свойств плазмы с неравновесностью ФРЭЭ в случае инертных газов.	56
2.3. Распространение СВЧ излучения в плазменном канале, созданном мощным фемтосекундным УФ лазерным импульсом	59
Волновое уравнение в приближении медленно меняющихся амплитуд.....	59

Результаты численного решения волнового уравнения для распространения СВЧ импульса в плазменном волноводе.	62
Анализ эффективности процесса усиления СВЧ импульсов.	69
Заключение к Главе 2.	72
Глава 3. Распространение и усиление микроволнового излучения в плазменном канале, создаваемом в воздухе мощным фемтосекундным импульсом крипто-фторового лазера.	74
Постановка задачи.	74
3.1. Кинетическое уравнение Больцмана для эволюции энергетического спектра фотоэлектронов.	74
Формирование плазменного канала. Фотоионизация газов ультракоротким лазерным импульсом.	74
Уравнение Больцмана для эволюции спектра электронов в двучленном приближении.	75
Распространение радиочастотных импульсов в плазменном канале.	83
Заключение к Главе 3.	85
Глава 4. Плазма, поддерживаемая высокоэнергетичным электронным пучком, как среда для усиления электромагнитного излучения субтерагерцового диапазона.	86
Постановка задачи.	86
4.1. Кинетическое уравнение Больцмана для эволюции энергетического спектра электронов в смеси Xe-F ₂	87
4.2. Усиление радиочастотного излучения в смеси Xe:F ₂	93
Заключение к Главе 4.	96
Заключение.	98
Литература.	100

Введение

Быстрый прогресс фемтосекундной лазерной техники привел к возможности создания протяженных ионизованных каналов в газовых средах ультракороткими импульсами. Формирование таких плазменных образований происходит в основном в результате многофотонной ионизации молекул и атомов газа в отсутствие столкновительных процессов, что ведет к сильно неравновесному энергетическому спектру электронов в плазме. Процессы релаксации спектра электронов в такой неравновесной плазме, а также ее взаимодействие с излучением представляют интерес как с фундаментальной точки зрения, открывая возможность исследования различных нелинейных эффектов, так и в ряде практических приложений. Среди последних, например, можно выделить генерацию импульсов жесткого УФ и мягкого рентгеновского излучения аттосекундной длительности [1,2], дистанционное зондирование атмосферы [3], коммутацию высоковольтных разрядников и формирование направленных разрядов [4-7], транспортировку радиочастотного излучения на макроскопически большие расстояния [8,9]. Обычно излучение жесткого ультрафиолета из лазерной плазмы связывают с процессом генерации высоких гармоник, излучаемых при перерассеянии электрона на родительском остове в процессе ионизации атома сильным лазерном полем [10]. Основные положения современной теории генерации высоких гармоник из плазмы, созданной фемтосекундными лазерными импульсами, сформулированы в [11-13]. С другой стороны, в работах [14,15] рассмотрен процесс генерации излучения терагерцового диапазона частот в лазерной плазме, созданной бихроматическими фемтосекундными лазерными импульсами. Также большой интерес вызывают процессы генерации электромагнитного излучения в режиме филаментации излучения [16]. В [17,18] экспериментально наблюдалось усиление спонтанного излучения из филамента, созданного титан-сапфировым лазерным импульсом в воздухе, в том числе из недавних работ - наблюдение флуоресценции от молекул в автоионизационном состоянии в направлении противоположном направлению распространения лазерного пучка в воздухе с примесью молекул гидрокарбонов (CH_4 , C_2H_2 , C_2H_4) и воды [19].

В диссертации предлагается новый альтернативный подход к проблеме усиления и генерации электромагнитного излучения в лазерной плазме, основанный на явлении интерференционной стабилизации (ИС) атомов в сильном лазерном поле, ведущей к удержанию населенности (population trapping) в высоколежащих (ридберговских) состояниях [20,21]. Явление интерференционной стабилизации всесторонне рассмотрено

в монографии [22], однако только в недавней работе [23] было обращено внимание на то, что возникающая в результате стабилизации инверсная населенность между ридберговскими уровнями, либо между группой ридберговских и основным или низколежащим возбужденным состоянием атома может быть использована для усиления и генерации излучения от терагерцового до XUV диапазонов частот.

В рамках исследуемой задачи о генерации излучения различных частотных диапазонов плазмой, созданной мощным фемтосекундным лазерным импульсом, особый интерес на данный момент представляет создание источников терагерцового и субтерагерцового диапазона частот, которые находят широкое применение в таких областях как химия [24], молекулярная биология [25], медицина [26], а также в различных технических приложениях [27] ввиду способности такого излучения проникать во многие материалы [28]. Кроме того, целый ряд физических и химических процессов, например колебательная динамика макромолекул и кристаллических решеток, протекает в пикосекундном масштабе времен и может контролироваться с помощью низкочастотных терагерцовых импульсов. Этой области частот также соответствует энергия водородной связи и вандерваальсовских сил межмолекулярного взаимодействия. В настоящий момент известны различные подходы к созданию источников излучения терагерцового (субтерагерцового) диапазона частот [29]. Одними из самых перспективных среди них являются методы, основанные на генерации терагерцового излучения из плазмы, созданной фемтосекундным лазерным импульсом. В этом случае генерация терагерцовых волн возможна в результате возбуждения остаточного квазистационарного тока в плазме, созданной полем лазерного ультракороткого импульса длительностью в несколько периодов оптического поля [14,15,30,31], а также путем выпрямления оптических импульсов [32], или при параметрическом преобразовании оптического излучения с генерацией разностной частоты [33].

Помимо исследования процессов генерации и усиления электромагнитного излучения в лазерной плазме, важной задачей также является исследование возможности эффективной транспортировки терагерцового и субтерагерцового излучения на макроскопически большие расстояния. Транспортировка микроволнового излучения в воздухе может осуществляться в коаксиальных (полых) плазменных волноводах различных конфигураций [8,34,35]. Наиболее эффективным считается метод, основанный на эффекте полного внутреннего отражения от стенок плазменного волновода, как от оптически менее плотной среды, предложенный Г. А. Аскарьяном в работе [36]. Данный

режим распространения возникает при длине волны транспортируемого сигнала много меньшей внутреннего радиуса плазменного волновода $\lambda \ll R$. В этом случае эффективный угол падения для низших (т. н. скользящих) аксиально-симметричных мод превышает критический угол, определяемый отношением показателей преломления воздуха и воздушной плазмы, следовательно, высокая проводимость стенок волновода не требуется, в отличие от методов в [8,34]. Развитие и экспериментальная реализация механизма скользящих мод предложены в работе [9,35,36].

В данной диссертационной работе рассматривается качественно новый подход к проблеме распространения импульсов микроволнового излучения, позволяющий поставить вопрос о возможности не только транспортировки, но и усиления импульсов в процессе их распространения в плазменном волноводе. При этом энергия импульса возрастает при его распространения в плазменном волноводе с сильно неравновесным энергетическим спектром электронов, возникающим в результате фотоионизации газов мощными фемтосекундными лазерными импульсами. Возможность использования инверсной населенности в энергетическом спектре электронов в континууме для усиления низкочастотного излучения в газах, характеризующихся наличием минимума Рамзауэра в транспортном сечении рассеяния впервые была сформулирована в [37-40]. Идея, высказанная в данной работе, заключается в создании плазменного канала с инверсной населенностью в процессе фотоионизации газов мощным фемтосекундным лазерным импульсом [41]. В такой ситуации в условиях длительности лазерного импульса меньшей характерных времен упругих столкновений электронов с нейтральными атомами функция распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) к концу лазерного импульса состоит из совокупности пиков надпороговой ионизации, а ее эволюция во времени в результате упругих и неупругих столкновений с атомами среды, а также в результате электрон – электронных столкновений происходит уже после окончания лазерного импульса. При этом, если в течение релаксации энергетического спектра электронов на некотором промежутке времени сохраняется инверсная населенность, то такой плазменный канал способен не только усиливать микроволновое излучение, но и оказывается оптически более плотной средой по сравнению с неионизованным газом [42], что позволяет использовать его в качестве плазменного волновода для транспортировки излучения. По-видимому, плазма инертных газов (в частности ксенона) является наиболее подходящей средой для такого режима распространения микроволновых импульсов, что обеспечивается наличием минимума Рамзауэра и быстрорастущего с энергией участка

транспортного сечения, а также отсутствием неупругих процессов в исследуемом диапазоне энергий. В молекулярных газах (и, частности, азоте и воздухе) релаксация электронного спектра происходит на заметно более коротких промежутках времени, что существенно ограничивает возможности предлагаемого метода. Однако, в [43] показано, что в таком случае возможно усиление ультракоротких микроволновых импульсов длительностью до одного - двух периодов поля.

Рассматриваемое в данной работе явление усиления электромагнитного излучения в плазменном канале, возникающем при ионизации газа ультракоротким лазерным импульсом, по своему физическому смыслу близко к эффекту отрицательной абсолютной проводимости в плазме газового разряда, предсказанному в [44,45], экспериментально обнаруженному в [46], и подробно обсуждаемому в обзорах [47,48] и монографии [49]. Отрицательное значение абсолютной проводимости означает, что электронный газ, как единое целое, оказываетсядвигающимся в направлении вектора напряженности поля электромагнитной волны¹. Физическая причина возникновения отрицательной абсолютной проводимости подробно обсуждается в [48, 49] и связана с тем, что электроны, ускоряемые полем, чаще испытывают столкновения, чем электроны, тормозящиеся приложенным полем. В результате эти замедляемые полем электроны дают основной вклад в ток, возникающий в плазме. При этом проводимость, как коэффициент пропорциональности между плотностью тока и приложенным полем, оказывается отрицательной. В такой ситуации электроны в среднем отдают энергию полю электромагнитной волны, что и приводит к эффекту усиления. Аналогичная ситуация имеет место и в случае переменного электрического поля. Экспериментально возможность усиления радиочастотного поля в плазме, характеризующейся наличием энергетических интервалов с инверсной населенностью спектра электронов, была впервые обнаружена в работе [50].

Еще одним способом создания неравновесной плазмы, обладающей наличием инверсной населенности в спектре, является плазма в смеси инертных и электроотрицательных газов, поддерживаемая электронным пучком [47,48]. В этом случае, в условиях рождения внешним высокоэнергетичным электронным пучком широкого по спектру распределения электронов и прилипания медленных электронов к молекулам газа, имеющим большое сечение прилипания (например, F₂), формируется

¹ Обычно, поскольку заряд электрона является отрицательным, электроны двигаются в сторону, противоположную направлению вектора напряженности электрического поля.

поток электронов в область меньших энергий, что приводит к формированию квазистационарной ФРЭЭ с участком в спектре, также характеризующимся наличием инверсной населенности континуума. Хотя разряды в таких смесях неоднократно обсуждались в литературе на протяжении уже многих лет [51-53], и, в том числе, исследовались особенности формируемой в таких смесях ФРЭЭ, идея использовать их для усиления микроволнового излучения была предложена в работе [54].

Целью данной работы является аналитическое и численное исследование процессов в сильно неравновесных плазменных каналах, созданных в различных газах мощными фемтосекундными лазерными импульсами УФ диапазона частот и пучками быстрых электронов, возможности возникновения в них инверсной населенности в дискретном спектре и континууме, а также процессов усиления и генерации в таких каналах электромагнитного излучения различных частотных диапазонов и определения оптимальных параметров газовой среды и ионизирующего импульса (пучка электронов), при которых наблюдаемые эффекты будут проявляться наиболее ярко.

Актуальность выбранной темы обусловлена востребованностью источников излучения различных частотных диапазонов для изучения широкого круга физико-химических процессов а также возможностью управления такими процессами. В частности, терагерцовое и субтерагерцовое излучение представляет интерес ввиду существования большого количества окон прозрачности различных материалов для данного излучения. Использование терагерцового (субтерагерцового) излучения чрезвычайно перспективно в таких науках, как метеорология, медицина, биология, материаловедение, системы безопасности для целей мониторинга молекулярного состава окружающей среды и концентрации тяжелых органических молекул, обнаружения взрывчатых веществ, неразрушающего контроля изделий. Что касается более высокочастотной области спектра, то излучение таких диапазонов частот позволяет осуществлять контроль и управление процессами, происходящими в атомах и молекулах в газовых и конденсированных средах, и на их поверхности, в масштабах времен порядка атомных. Предлагаемые в данной работе принципиально новые способы создания инверсной населенности сред, представляют общефизический интерес и в дальнейшем могут привести к созданию нового типа усилителей и лазерных источников излучения, основанных на альтернативных схемах накачки среды и последующей генерации или

усилении излучения. Наконец, обнаружение новых свойств плазмы, характеризующейся сильной неравновесностью энергетического спектра электронов, помимо различных практических применений, представляет интерес с фундаментальной точки зрения.

Научная новизна данной работы определяется следующими положениями:

1. Обнаружено, что явление интерференционной стабилизации ридберговских атомов в поле высокоинтенсивного лазерного импульса ведет к возникновению инверсии между различными возбужденными состояниями, а также между группой возбужденных и основным состоянием атома, что может быть использовано для усиления и генерации излучения различных частотных диапазонов.
2. Предложено использовать плазму, созданную в результате многофотонной ионизации мощным фемтосекундным лазерным импульсом, как среду с инверсной населенностью энергетического спектра в континууме и, как следствие, способную усиливать низкочастотное излучение терагерцового и субтерагерцового диапазона в газах, характеризующихся минимумом Рамзауэра в транспортном сечении рассеяния.
3. Помимо возможности усиления, продемонстрировано, что плазма с неравновесностью электронного спектра на временах его релаксации может являться оптически более плотной средой по сравнению с неионизованным газом, что позволяет использовать такие плазменные каналы как волноводы для эффективной транспортировки терагерцового излучения.
4. Показано, что в воздушной плазме, созданной мощным фемтосекундным УФ импульсом, также возможно распространение и усиление микроволновых сигналов в режиме плазменного волновода длительностью в один - два периода колебаний усиливаемого поля волны.
5. Предложено использовать неравновесную плазму в смеси инертных и электроотрицательных газов, поддерживаемую высокоэнергетичным электронным пучком, как среду, обладающую инверсной населенностью в спектре, для усиления излучения субтерагерцового диапазона частот.

Научная и практическая значимость работы. Полученные результаты представляют большой научный интерес с фундаментальной точки зрения, обнаруживая качественно

новые характеристики плазмы с инверсной населенностью в энергетическом континууме, созданной в процессе фотоионизации мощным фемтосекундным лазерным импульсом, а также раскрывая новые особенности явления интерференционной стабилизации, а именно возможность генерации электромагнитного излучения при наличии интерференционной стабилизации.

Практическая ценность данных исследований связана прежде всего с возможностью получения генерации излучения в плазме в различных частотных диапазонах начиная от среднего и дальнего ИК и заканчивая ВУФ, а также усиления субтерагерцовых и терагерцовых сигналов. Последнее непосредственно актуально с практической точки зрения ввиду широких перспектив использования излучения терагерцового диапазона в различных научных и прикладных областях. В работе определены оптимальные параметры газовых сред и ионизирующих лазерных импульсов для достижения максимального преобразования энергии, запасенной в плазме, в энергию терагерцового (субтерагерцового) сигнала. Большой практический интерес вызывает также возможность получения генерации когерентного излучения из лазерной плазмы в режиме интерференционной стабилизации в широком диапазоне частот.

Достоверность полученных результатов обеспечивается тем, что они были получены методом прямого численного интегрирования уравнения Шредингера для атома в сильном лазерном поле, и кинетического уравнения Больцмана совместно с волновым уравнением для динамики плазменного образования, созданного мощным ультракоротким лазерным импульсом. Более того, проведено сопоставление с аналитическими моделями исследуемых в работе явлений, демонстрирующее хорошее согласие аналитических и расчетных данных в предельных случаях.

Личный вклад автора в работы, вошедшие в диссертацию, является определяющим на этапах постановки задач, разработки физических моделей исследуемых явлений, построении аналитических решений исследуемых уравнений, а также при разработке ряда алгоритмов численного решения исследуемых уравнений, осмыслении полученных результатов, в том числе полученных в расчетах на суперкомпьютерном комплексе МГУ. Все изложенные в диссертационной работе теоретические результаты получены лично автором.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Явление интерференционной стабилизации ридберговских атомов в поле высокоинтенсивного лазерного импульса ведет к возникновению инверсии между различными возбужденными состояниями, а также между группой возбужденных и основным состоянием атома, что может быть использовано для усиления и генерации электромагнитного излучения различных частотных диапазонов.
2. Эффект отрицательного поглощения (усиления) электромагнитного излучения в сильно неравновесном плазменном образовании, созданном в результате фотоионизации газов мощным фемтосекундным УФ лазерным импульсом, в газах, характеризующихся интервалом энергий с возрастающим транспортным сечением (например, с минимумом Рамзауера).
3. Эффект существования плазмы как оптически более плотной среды по сравнению с неионизованным газом на временах релаксации сильно неравновесной ФРЭЭ, содержащей интервалы энергий с инверсной населенностью спектра, в газах имеющих минимум Рамзауера в транспортном сечении.
4. Возможность формирования в поле фемтосекундного УФ лазерного импульса плазменного канала, который может использоваться как усилитель и волновод для излучения терагерцового (субтерагерцового) диапазона частот.
5. Эффект усиления радиочастотного излучения в плазме смеси инертного и электроотрицательного газов, поддерживаемой высокоэнергетичным пучком электронов.

Содержание диссертации. Диссертация состоит из Введения, четырех глав и Заключения. Объем диссертации 109 страниц, 55 рисунков, список литературы состоит из 117 позиций.

Первая глава диссертации посвящена изучению явления интерференционной стабилизации ридберговских атомов, как способа получения инверсной населенности между различными ридберговскими состояниями, а также между группой ридберговских и нижним возбужденным и основным состоянием атома. Обращено внимание на то, что полученная инверсная населенность может быть использована для генерации и усиления

электромагнитного излучения. В начале главы приводится краткий теоретический обзор работ по интерференционной стабилизации, далее представлен анализ заселенностей уровней атомов аргона и ксенона в зависимости от значений главного и орбитального квантовых чисел при различных интенсивностях воздействующего излучения, основанный на численном, *ab initio*, интегрировании нестационарного уравнения Шредингера. На основе данных по заселенности уровней сделаны оценки на коэффициенты усиления для различных частот излучения. В § 1.3 на основе уравнений баланса излучения в плазме и скоростных уравнений для динамики инверсной населенности исследованы процессы усиления и генерации излучения видимого и УФ диапазонов в послеимпульсном режиме, а также проведен качественный сравнительный анализ эффективности предложенного механизма генерации с широко известным механизмом генерации гармоник высокого порядка, основанным на модели перерасеяния П. Коркума. В § 1.4 обсуждается процесс усиления и генерации излучения во время воздействия лазерного излучения, когда пондеромоторный сдвиг границы ионизации и ридберговских уровней может привести к возможности генерации более высокоэнергетичных квантов.

Вторая глава посвящена исследованию процессов распространения и усиления радиочастотного излучения в плазменном канале, созданном в результате многофотонной ионизации инертных газов мощным фемтосекундным импульсом криптон-фторового лазера. В разделе 2.1 представлено численное и аналитическое решение кинетического уравнения Больцмана для эволюции энергетического спектра фотоэлектронов в послеимпульсном режиме, в том числе с учетом влияния транспортируемого радиочастотного поля. Раздел 2.2 второй главы посвящен рассмотрению особенностей сильно неравновесной фотоионизационной плазмы, которые ведут к возможности усиления и эффективной транспортировки низкочастотного излучения. Действительно, функция распределения электронов по энергиям в такой плазме характеризуется инверсной населенностью, которая отвечает за возникновение усиления (отрицательного поглощения) при наличии в газе участка быстрорастущего транспортного сечения рассеяния, что реализуется в инертных газах. Кроме того, такая неравновесная плазма является оптически более плотной средой, способной подавлять дифракционную расходимость радиочастотного сигнала и тем самым поддерживать его распространение в волноводном режиме одновременно с усилением. Представленные в параграфе численные и аналитические расчеты коэффициента усиления и диэлектрической проницаемости

плазмы при соответствующих условиях демонстрируют хорошее согласие друг с другом. В разделе 2.3 на основе численного интегрирования уравнения Больцмана совместно с волновым уравнением для распространения радиочастотного импульса в приближении медленно меняющихся амплитуд проанализирован процесс распространения импульса в плазменном канале. Проведен анализ эффективности процесса усиления в зависимости от различных параметров плазмы и транспортируемого сигнала.

В третьей главе диссертации описан процесс распространения и усиления радиочастотного излучения в плазме, созданной в воздухе мощным фемтосекундным импульсом 3ей гармоники титан-сапфирового лазера. На основе численного решения уравнения Больцмана для плазмы воздуха продемонстрировано, что ввиду довольно быстрой релаксации функции распределения электронов, положительный коэффициент усиления в данном случае существует на временах порядка десятков пикосекунд, что позволяет усиливать ультракороткие радиочастотные импульсы длительностью один-два периода колебаний поля. Процесс распространения импульса с одновременным усилением анализировался на основе согласованного численного решения уравнения Больцмана и волнового уравнения.

Четвертая глава диссертации посвящена исследованию возможности усиления радиочастотного излучения в плазме смеси инертного и электроотрицательного газов (на примере смеси Xe-F₂), поддерживаемой высокоэнергетичным электронным пучком. В результате баланса процессов гибели низкоэнергетичных электронов вследствие прилипания к молекулам фтора и рождения электронов в процессе ионизации атомов ксенона электронным пучком формируется квазистационарный спектр электронов, содержащий инверсную населенность, которая ведет к усилению низкочастотного излучения, как показано во второй и третьей главах. На основе численного решения уравнения Больцмана получены зависимости коэффициента усиления для различных концентраций молекул фтора, скоростей рождения электронов в плазме, а также при различных интенсивностях транспортируемого радиочастотного сигнала.

В Заключении сформулированы основные результаты, полученные в диссертации.

Апробация работы.

Основные результаты работы докладывались лично автором на

- 1) XX Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых "Ломоносов" Москва, 8-13.04.2013

- 2) 4th Int. conf. on Attosecond Physics (АТТО'2013), Париж, Франция, 8-12.07.2013
 - 3) 2rd International Conference on Photonics, Optics and Laser Technology (PHOTOPTICS-2014), Лиссабон, Португалия, 7-9.01.2014
 - 4) XXIII Laser Physics Workshop, София, Болгария, 14-18.07.2014
 - 5) 33rd European Conference on Laser Interaction with Matter ((ECLIM), Париж, Франция, 31.08-05.09.2014
 - 6) XV Школа молодых ученых "Актуальные проблемы физики", Москва, ФИАН, 16-20 ноября 2014
 - 7) XIII Int. Conf. on Multiphoton Processes (ICOMP), Shanghai, China, 7-10.12.08, (2014)
 - 8) 3rd International Conference on Photonics, Optics and Laser Technology (PHOTOPTICS-2015), Берлин, Германия, 12-14.03.2015
 - 9) Workshop "Novel Light Sources from Laser-Plasma Interaction", Дрезден, Германия, 20-24.04.2015
 - 10) XXIV Laser Physics Workshop, Шанхай, Китай, 20-25.08.2015
 - 11) XI Super Intense Laser Atomic Physics (SILAP), Бордо, Франция, 7-10 сентября 2015
 - 12) VI Всероссийская молодежная конференция по фундаментальным и инновационным вопросам современной физики, Москва, Россия, 15-20 ноября 2015
 - 13) International Workshop on "ATOMIC PHYSICS", Дрезден, Германия, 23-27.11.2015
 - 14) 4rd International Conference on Photonics, Optics and Laser Technology (PHOTOPTICS-016), Рим, Италия, 27.02-01.03.2016
 - 15) EMN Meeting on Terahertz, San-Sebastian, Spain, 14-18.05.2016
- а также докладывались на научных семинарах НИИЯФ МГУ, ОКРФ ФИАН, семинаре по физике многофотонных процессов ИОФАН, Макс-Борн-Института (Берлин, Германия) и Университета Йены (Германия)

Основные результаты диссертации изложены в 17 статьях, опубликованных в ведущих российских и международных реферируемых научных журналах [23,41-43,54-65,67], и 15 тезисах докладов на международных конференциях и симпозиумах [68-82].

Глава 1. Интерференционная стабилизация атомов в сильном лазерном поле как способ получения инверсии и генерации излучения видимого и ВУФ диапазонов частот

1.1. Явление интерференционной стабилизации ридберговских атомов

Явление интерференционной стабилизации (ИС) ридберговских атомов было впервые предсказано в работах [20,21], подробно проанализировано в последующих работах [83,84] и, в частности, в монографии [22]. Согласно [20,21] стабилизация возникает в результате деструктивной интерференции амплитуд переходов в континуум с возбужденных ридберговских состояний, когерентно перезаселяемых рамановскими переходами Λ - типа в процессе лазерного воздействия. Схематически данный процесс изображен на рис.1.1. Сплошными и пунктирными кривыми в верхней части рисунка обозначены энергетические распределения электронов в континууме, соответствующие переходам с ридберговских уровней E_n and E_{n-1} . Как известно, ширины данных распределений определяются золотым правилом Ферми (ЗПФ):

$$\Gamma = 2\pi \left| \vec{d}_{nE} \vec{\varepsilon}_0 / 2 \right|^2. \quad (1.1)$$

Здесь \vec{d}_{nE} - матричный элемент оператора дипольного момента для перехода $|E_n\rangle \rightarrow |E = E_n + \hbar\omega\rangle$ и ε_0 - амплитуда напряженности электромагнитного поля волны. В относительно слабых полях ионизационная ширина уровня оказывается меньше, чем расстояние между уровнями, $\Gamma < E_n - E_{n-1}$, поэтому переходы с уровней $|E_n\rangle$ и $|E_{n-1}\rangle$ в континуум независимы друг от друга. В сильных полях, когда выполнено неравенство $\Gamma \geq E_n - E_{n-1}$, имеет место перекрытие ионизационных ширин. Как результат, возникает интерференция соответствующих переходов, ведущая к подавлению ионизации, т. е. к явлению стабилизации атомов. Порог режима интерференционной стабилизации определяется условием $\Gamma \approx E_n - E_{n-1}$ [22], что в атомной системе единиц может быть записано в следующем виде:

$$\varepsilon / \omega^{5/3} > 1, \quad (1.2)$$

или, переходя к интенсивностям, $I > I^* \approx \omega^{10/3}$. Для частоты излучения Ti:Sa лазера из (1.2) получаем пороговое значение интенсивности $I^* \approx 2.5 \cdot 10^{12}$ Вт/см², для излучения

второй гармоники Ti:Sa лазера получаем возрастание порога ИС примерно в десять раз до $I^* \approx 2.5 \cdot 10^{13}$ Вт/см².

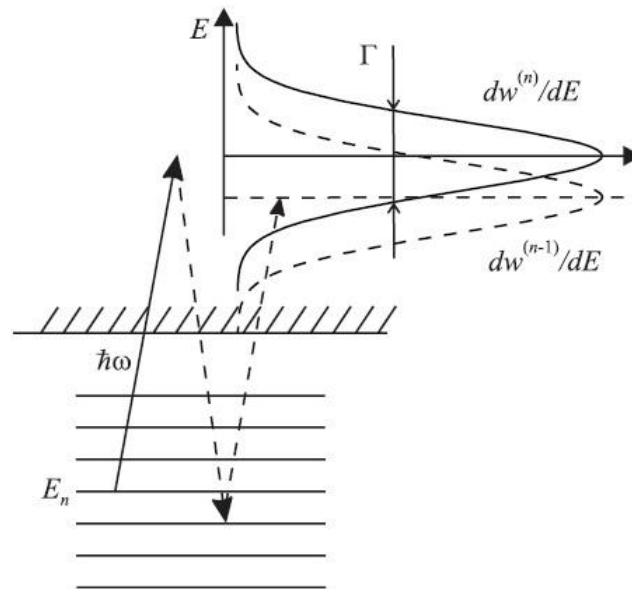


Рис.1.1. Схема уровней и переходов, поясняющая возникновение интерференционной стабилизации.

Общее выражение для квазиэнергетического спектра атома, «одетого» полем, в рамках простейшей модели двух близких невырожденных уровней и невырожденного континуума (1D) было получено в [20]:

$$\gamma_{\pm} = \frac{1}{2} \left(E_1 + E_2 - i\Gamma \pm \sqrt{(E_2 - E_1)^2 - \Gamma^2} \right), \quad (1.3)$$

где $E_{1,2}$ - невозмущенные уровни энергии и Γ - ионизационная ширина, рассчитываемая по формуле (1.1) и полагаемая одинаковой для обоих уровней. Мнимая часть (1.3) определяет ионизационную ширину перестроенных уровней. Из (1.3) легко получить, что в пределе сильных полей когда $\Gamma \geq E_2 - E_1$, уровни энергии существенно перестраиваются, что ведет к уменьшению ионизационной ширины с ростом интенсивности:

$$\Gamma_{IS} = -2 \text{Im} \gamma_+ = \frac{(E_2 - E_1)^2}{2\Gamma} \sim 1/I. \quad (1.4)$$

В предыдущих рассуждениях предполагалось, что атом изначально находится в ридберговском состоянии, однако ИС также имеет место для атомов в основном состоянии, взаимодействующих с сильным лазерным полем [85]. В этом случае многофотонный резонанс основного состояния с ридберговскими уровнями приводит к их

эффективному заселению, а удержанию населенности в ридберговских состояниях способствует явление интерференционной стабилизации [86].

На качественном уровне идея ИС была впервые использована С.Л. Чином (S.L.Chin) в работе [87] для объяснения экспериментально наблюдаемых особенностей на зависимостях вероятности ионизации атомов инертных газов от интенсивности излучения Ti-Sa лазера. По мнению автора диссертационной работы недавно опубликованные экспериментальные данные по ионизации атомов гелия, полученные группой У. Эйхмана (U. Eichmann) [88-90], а также аргона и криптона, полученные группой Р. Мосхаммера (R. Moshhammer) [91], также могут быть интерпретированы в рамках теории ИС.

Детальный анализ удержания населенности (population trapping) в высоковозбужденных состояниях атомов водорода и серебра при воздействии титан-сапфирового лазерного импульса, основанный на численном интегрировании нестационарного уравнения Шредингера для квантовой системы в поле электромагнитной волны, был проведен в [92-94] и продемонстрировал согласие с основными положениями теории ИС. В частности, немонотонный характер зависимости вероятностей ионизации и возбуждения атомов водорода и серебра от интенсивности импульса связан с последовательным закрытием каналов ионизации вследствие штарковского сдвига границы континуума, причем положение максимумов на зависимости вероятности возбуждения от интенсивности излучения соответствует ситуации, когда закрывается очередной канал ионизации [86]. Аналогичные результаты по обнаружению эффекта стабилизации для атомов калия были получены в также в численных расчетах [95]. В недавней работе [96] было экспериментально обнаружено удержание населенности в высоковозбужденных состояниях молекул оксида азота в поле сильного лазерного импульса. Обобщая сказанное, можно утверждать, явление ИС и удержание населенности в сильно возбужденных состояниях атомов (молекул) носит достаточно универсальный характер и наблюдается для различных сред и параметров воздействующего лазерного излучения.

1.2. Инверсная населенность в спектре и возможность усиления электромагнитного излучения в газах при наличии интерференционной стабилизации

Как уже отмечалось, представленные в данной главе результаты основаны на численном *ab initio* интегрировании нестационарного уравнения Шредингера для одноэлектронной квантовой системы в поле электромагнитной волны в дипольном

приближении. Методика проведения расчетов подробно обсуждается в [97]. Одноэлектронные потенциалы, моделирующие атомы аргона и ксенона, описаны в работе [57]. Огибающая лазерного импульса задавалась выражением

$$\varepsilon(t) = \varepsilon_0 \sin^2 \left(\frac{\pi t}{2\tau_f} \right),$$

где ε_0 - максимальное напряженности поля в импульсе, а τ_f - длительность переднего (заднего) фронта импульса. В дальнейшем при обсуждении результатов используется интенсивность излучения $I = c\varepsilon_0^2/8\pi$. Величина τ_f выбиралась равной 20 периодам колебаний поля волны для частоты Ti-Sa лазера и 10 периодам - для его второй гармоники. В таком случае длительности обоих импульсов $2\tau_f$ совпадали и составляли ≈ 53 фс.

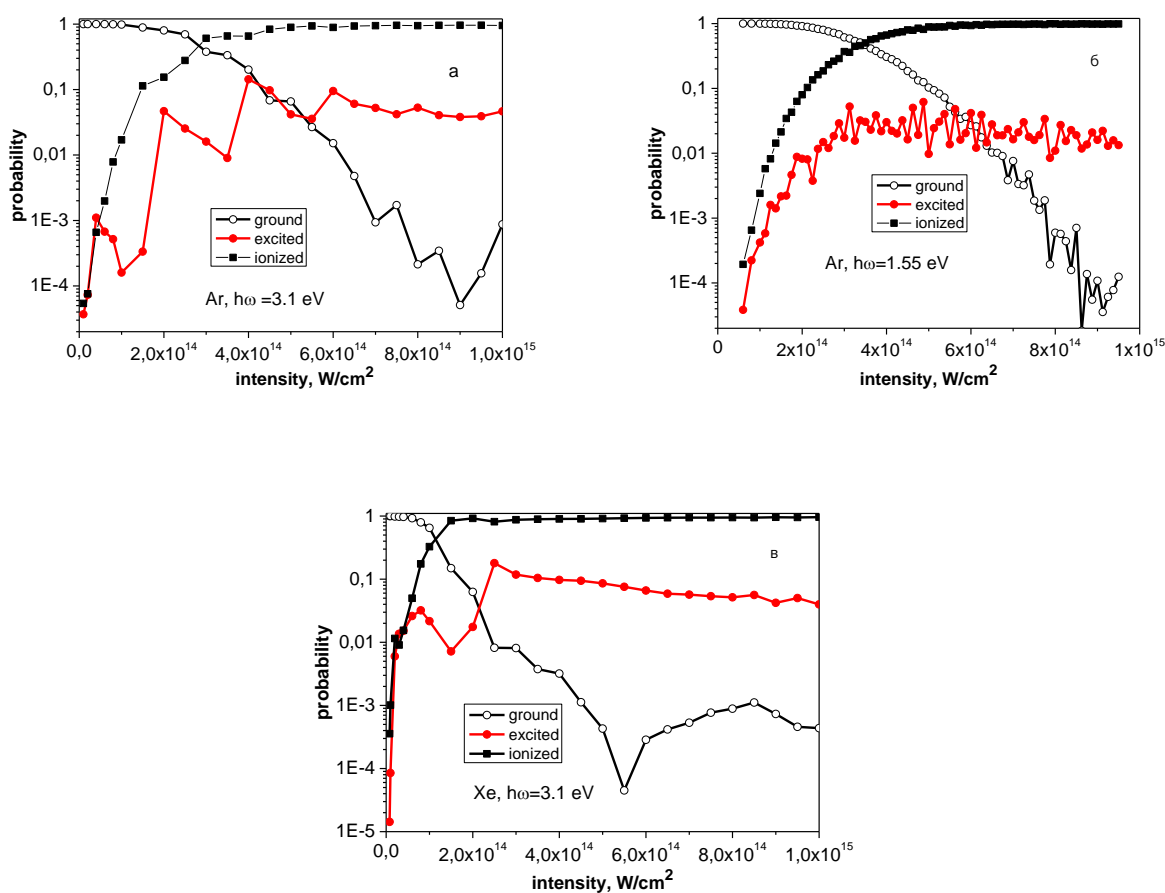


Рис.1.2. Кривые населенностей совокупности ридберговских и основного состояний атома аргона (а,б) и ксенона (в) в зависимости от пиковой интенсивности 1й и 2й гармоник Ti-Sa лазерного импульса.

Явление интерференционной стабилизации в газах при воздействии высокоинтенсивного лазерного излучения ведет к появлению инверсии между различными ридберговскими состояниями, а также между ридберговскими и нижними возбужденными и основным состоянием атома [23]. На рис. 1.2 представлены кривые ионизации, а также зависимости заселенности основного и совокупности возбужденных состояний атомов аргона и ксенона в зависимости от интенсивности для первой и второй гармоник Ti-Sa лазера к концу лазерного импульса. Как видно из рисунка, с ростом интенсивности населенность основного состояния существенно сокращается, в то время как суммарная населенность ридберговских состояний с ростом интенсивности начинает превышать населенность основного состояния. Кривые вероятностей возбуждения представляют собой чередующиеся максимумы и минимумы, связанные с эффектом закрытия каналов [92]. Для второй гармоники Ti-Sa лазера наблюдаемые максимумы разделены интервалами интенсивности примерно $\Delta I = 2 \times 10^{14}$ Вт/см², что соответствует условию, когда пондеромоторный сдвиг границы континуума $U_{pond} = \epsilon_0^2 / 4\omega^2$ достигает величины энергии кванта $\hbar\omega$ (рис 1.2а). Что касается первой гармоники, то в данном случае закрытие каналов происходит значительно чаще ($\Delta I = 2.5 \times 10^{13}$ Вт/см²), а суммарная заселенность ридберговских уровней меньше (см. рис.1.2б), что может быть связано с большим порядком многофотонности данного процесса. Аналогичные зависимости были получены также для атомов ксенона для 2й гармоники Ti-Sa лазера (см рис. 1.2в). Особенностью ксенона является более низкий потенциал ионизации, что ведет к более низким интенсивностям, при которых возможно явление стабилизации. Кроме того, важно отметить, что для атомов ксенона на кривой зависимости вероятности возбуждения от интенсивности (рис. 1.2в) наблюдается всего два максимума, возникающих при закрытии каналов ионизации. Один из них, соответствующий 4х фотонной ионизации, имеет место при интенсивности 3×10^{13} Вт/см²; что касается канала 5-ти фотонной ионизации – его закрытие происходит при интенсивности 2.3×10^{14} Вт/см². Дальнейший рост интенсивности не приводит к закрытию каналов. Такое различие кривых возбуждения возникает вследствие перехода от режима ИС к стабилизации Крамерса-Хеннебергера (КХ) в исследуемом диапазоне частот [93]. Рис. 1.3 содержит более подробную информацию о динамике закрытия каналов ионизации в исследуемом диапазоне интенсивностей, отчетливо демонстрирующую переход к режиму стабилизации КХ в случае атомов ксенона (рис. 1.3б).

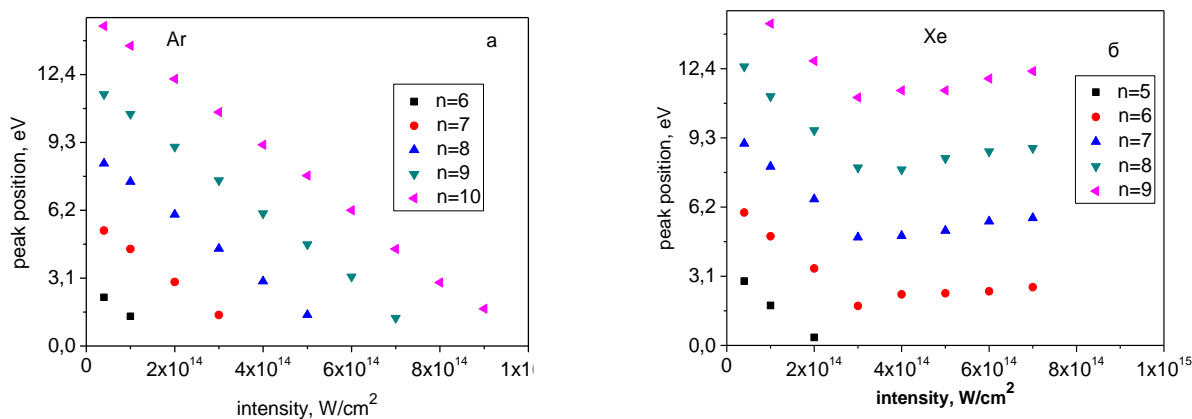


Рис. 1.3. Положения пиков в спектре фотоионизации для атомов аргона (а) и ксенона (б) при воздействии излучения второй гармоники Ti-Sa лазера.

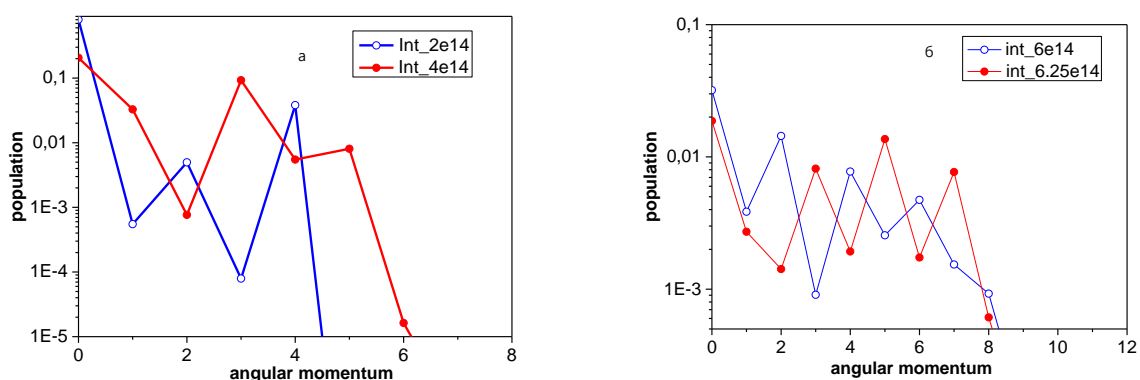


Рис.1.4. Распределение суммарной инверсии в зависимости от углового момента в атомах аргона при воздействии 2й (а) и 1й (б) гармоник Ti-Sa лазера.

Детальная информация о распределении населенности в различных возбужденных состояниях в зависимости от углового момента и главного квантового числа, полученная для атомов аргона для первой и второй гармоники Ti-Sa лазера, представлена на рис. 1.4 и 1.5. Из рис. 1.4 видно, что имеет место заселение по моментам определенной четности. При этом четность возбуждаемых состояний определяется порядком многофотонности процесса, связывающего основное и ридберговские состояния. Эта четность меняется при изменении интенсивности на величину ΔI , определяемую закрытием очередного канала ионизации. Так, например, при интенсивности 2×10^{14} Вт/см² для второй гармоники Ti-Sa лазера заселены преимущественно состояния с четным угловым моментом (рис. 1.4а), что является следствием 6-фотонного резонанса между основным состоянием и группой

ридберговских, а также когерентного перезаселения их через рамановские переходы Λ -типа. С ростом интенсивности происходит закрытие еще одного канала ($I = 4 \times 10^{14}$ Вт/см²), при возникающем 7-фотонном резонансе эффективно заселяются нечетные состояния. Аналогичные данные, полученные для значения частоты $\omega = 1.55$ эВ, приведены на рис. 1.4б. Значения интенсивностей 6×10^{14} и 6.25×10^{14} Вт/см² соответствуют четному и нечетному числу квантов поля, связывающих основное и ридберговское состояния.

На рис. 1.5 приведены распределения атомной населенности по главному и орбитальному квантовым числам для значений интенсивности 2×10^{14} Вт/см² и 4×10^{14} Вт/см² для второй и первой гармоник Ti-Sa лазера, демонстрирующие наличие инверсной населенности между возбужденными атомными состояниями. При этом преимущественное заселение состояний с определенным значением пространственной четности приводит к тому, что на переходах $n\ell \rightarrow n'\ell \pm 1$ инверсная населенность фактически определяется населенностью верхнего уровня. Другая ситуация возникает при определении инверсии на переходах в основное состояние $np \rightarrow 1s$. В этом случае инверсия возникает при больших значениях интенсивности, соответствующих опустошению основного состояния (см. рис. 1.5).

Таким образом, мы имеем целый набор линий излучения, которые могут быть получены в результате воздействия на атом мощного фемтосекундного лазерного импульса. Переходы между соседними ридберговскими состояниями позволяют получить кванты с энергиями от терагерцового до инфракрасного диапазонов. Полученные данные по заселенностям ридберговских состояний позволяют сделать оценки на коэффициенты усиления. Например, переходы $n_1, \ell \rightarrow n_2, \ell \pm 1$ ($n_1 \gg 1$, $\Delta n = n_1 - n_2 = 1$) с энергией кванта $\Omega \approx 1/n_1^3 \Big|_{n_1=6-7} \approx 0.1$ эВ (см. рис. 1.5) представляют собой преобразование 2й гармоники излучения Ti-Sa лазера в излучение дальнего ИК диапазона. Аналогично, для $n_1 = 4-5$ и $n_1 \approx 10$ ($\Delta n = 1$) можно получить эмиссию в среднем ИК и терагерцовом диапазонах соответственно. С другой стороны, переходы с высоколежащих уровней на нижние возбужденные ($n_2 = 2,3$) ведут к возможности излучения в видимом диапазоне.

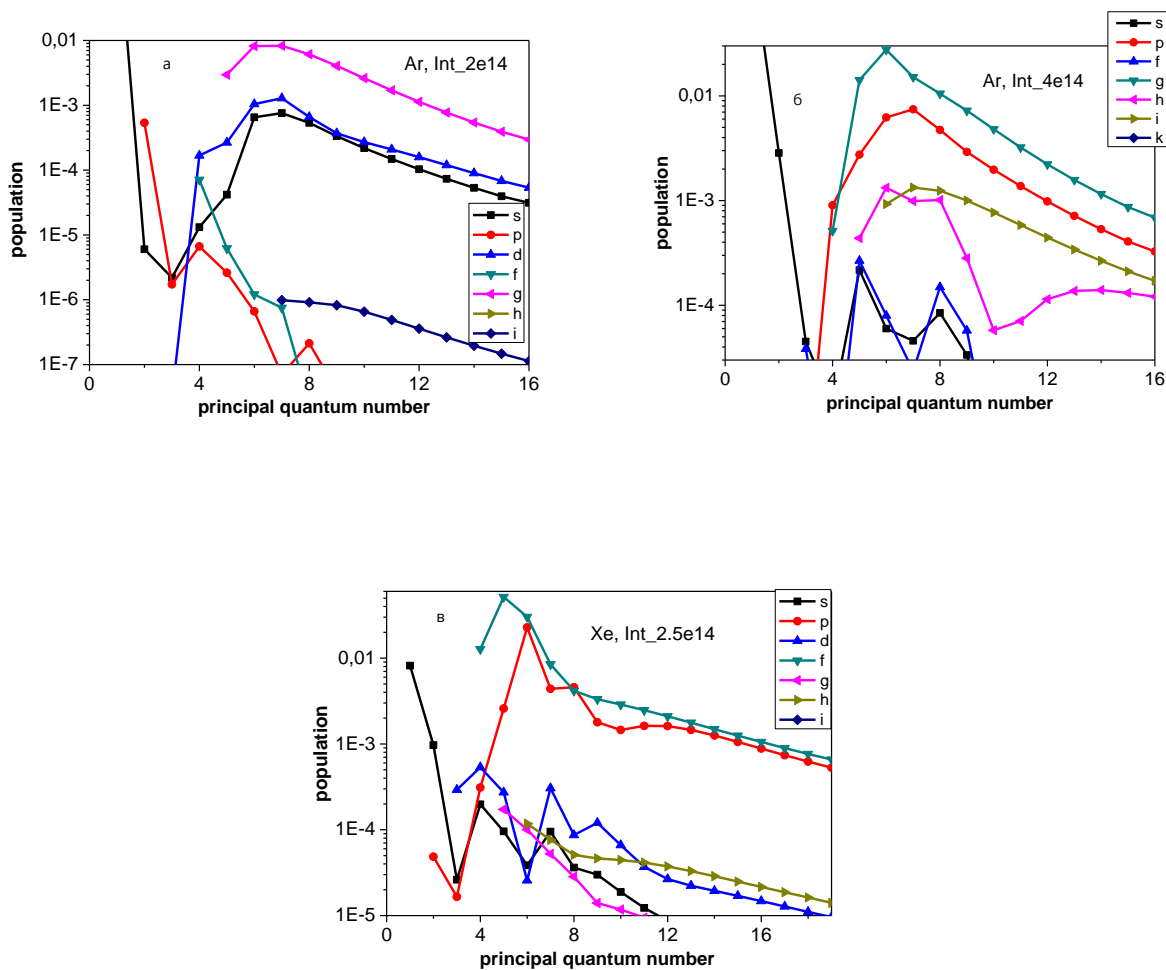


Рис.1.5. Распределение населенностей ридберговских состояний с различными угловыми моментами для модельных атомов аргона и ксенона в зависимости от значений главного квантового числа к концу импульса титан-сапфирового лазера. Интенсивности излучения $2 \cdot 10^{14}$ Вт/см² (а), $4 \cdot 10^{14}$ Вт/см² (б) и $2.5 \cdot 10^{14}$ Вт/см² (в).

При высоких интенсивностях лазерного импульса основное состояние оказывается значительно опустошено, и, как следствие, мы получаем эмиссию высокоэнергетичных квантов на переходах $np \rightarrow 1s$. Данные на рис. 1.6 иллюстрируют разность населенностей np и $1s$ в аргоноподобном атоме в зависимости от главного квантового числа. Следовательно, при интенсивностях выше $7 \cdot 10^{14}$ Вт/см² мы имеем Лаймановскую серию с энергиями кванта порядка $\Omega \approx Ry = 1/2$.

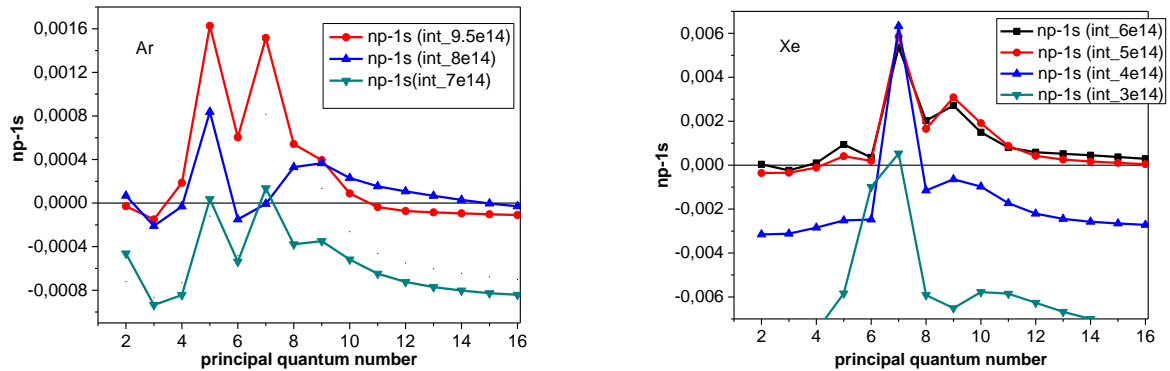


Рис. 1.6. Разность населенностей np и $1s$ состояний в ксеноно- и аргонно-подобных атомах в зависимости от главного квантового числа при различных интенсивностях 2й гармоники Ti-Sa лазера.

Общее выражение для сечения фотопоглощения для переходов $n_1\ell \rightarrow n_2\ell \pm 1$ описывается формулой:

$$\sigma_{ph} = \frac{\lambda^2}{2\pi} \frac{A_{n_1\ell \rightarrow n_2\ell \pm 1}}{\Delta\nu} \quad (1.5)$$

где λ - длина волны для перехода $n_1\ell \rightarrow n_2\ell \pm 1$, $\Delta\nu$ - (столкновительная) ширина уровня, $A_{n_1\ell \rightarrow n_2\ell \pm 1}$ - коэффициент Эйнштейна для спонтанного излучения,

$$A_{n_1,\ell \rightarrow n_2,\ell \pm 1} = \frac{4\Omega^3}{3c^3} |d_{n_1,\ell \rightarrow n_2,\ell \pm 1}|^2, \quad (1.6)$$

$\Omega = 1/2n_2^2 - 1/2n_1^2$ - энергия перехода в атомных единицах, $c = 137$ - скорость света, $d_{np \rightarrow 1s}$ - матричный элемент оператора дипольного момента, вычисленный в приближении ВКБ [98,99].

Как видно из формул (1.5), (1.6), а также принимая во внимание, что $|d_{n,\ell}|^2 \approx 1/n_1^3 n_2^3$ ($\ell \sim 1$), сечение фотопоглощения растет с увеличением частоты перехода, так например для переходов ИК-ТГц диапазона $\sigma_{ph} \approx 10^{-17} \text{ см}^2$, для ВУФ значения сечения фотопоглощения могут достигать 10^{-15} см^3 . На рис. 1.7 изображены значения коэффициентов усиления для заданной концентрации атомов газа ($N = 10^{18} \text{ см}^{-3}$) в широком диапазоне усиливаемых частот. Промежуточную область значений занимает усиление в видимом диапазоне, которое варьируется от 10^{-3} до 1 см^{-1} в зависимости от значений инверсной населенности для конкретного перехода. Для ВУФ излучения значения g могут достигать $4-5 \text{ см}^{-1}$, что позволяет сделать вывод о возможности не только усиления, но и эффективного излучения высокоэнергетичных квантов в режиме

спонтанной генерации. Что касается более длинноволновой части спектра (ИК, средний ИК и терагерцовый диапазоны), коэффициент усиления в данном случае оказывается меньше вследствие меньших значений коэффициента Эйнштейна. Более того, для высоколежащих ридберговских уровней необходимо принимать во внимание тот факт, что размер атомов увеличивается с ростом главного квантового числа как n^2 , так для $n=10$ мы имеем в 100 раз увеличенные атомы газа. Следовательно, в данном случае мы должны уменьшать давление, что ведет также к понижению коэффициента усиления.

Таким образом, с учетом вышеупомянутых оценок можно сделать вывод о большей эффективности процессов усиления и генерации в высокочастотной части спектра излучения в диапазоне от видимого до ВУФ, что будет подробно рассмотрено в следующем разделе.

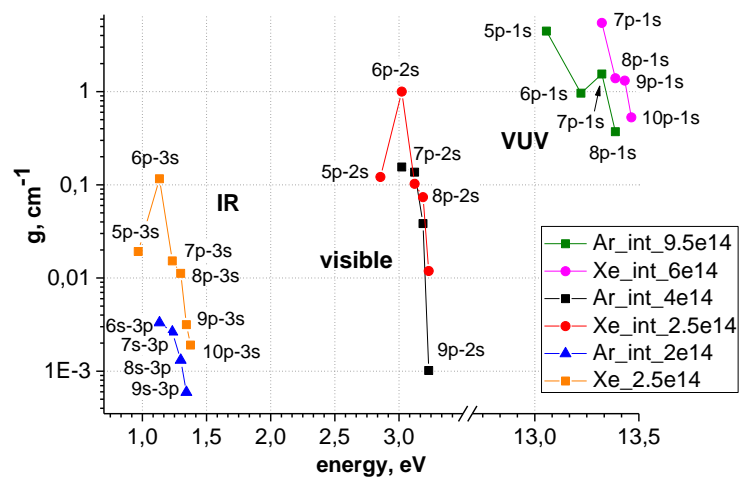


Рис. 1.7. Коэффициент усиления импульсов различных частотных диапазонов

1.3. Усиление и генерация излучения видимого и УФ диапазонов в послепульсном режиме

В данном разделе обсуждается идея применения эффекта интерференционной стабилизации в газах при воздействии высокоинтенсивного лазерного излучения для усиления и генерации электромагнитного излучения [62,66,67]. Действительно, полученная в результате стабилизации инверсная населенность между ридберговскими уровнями, либо между группой ридберговских и основным, или низколежащим возбужденным состоянием атома может быть эффективно использована для усиления и

генерации излучения от терагерцового до XUV диапазонов частот, о чем было впервые упомянуто в [23].

Для исследования процессов усиления и генерации излучения в неравновесном плазменном канале, содержащем инверсную населенность электронного спектра, используется следующее уравнение баланса излучения в плазме [100]:

$$\frac{\partial I^{\pm}(z,t)}{\partial z} \pm \frac{1}{c} \frac{\partial I^{\pm}(z,t)}{\partial t} = g(t-z/c)I^{\pm}(z,t) + \frac{\hbar\omega}{2\tau_s} \Delta N \left(\frac{d}{2L} \right)^2, \quad (1.7)$$

где знак \pm соответствует излучению, распространяющемуся в направлении движения лазерного пучка (вперед), и в противоположном направлении (назад). Первое слагаемое в правой части (1.7) описывает процесс вынужденного излучения, тогда как второе отвечает за развитие спонтанного излучения. При записи (1.7) использованы следующие обозначения: $g(\tau)$ - коэффициент усиления в плазменном канале, τ_s - время спонтанного распада, ΔN - инверсия для соответствующего перехода, d - диаметр плазменного канала, L - его длина. Фактор $(d/2L)^2$ задает телесный угол для спонтанно испущенных фотонов, которые распространяются вдоль оси канала и участвуют в процессе усиления. В нашей модели мы считаем $d = 10$ мкм, $L = 50-100$ см.

Наличие быстрой релаксации инверсии (как мы увидим, именно такой случай реализуется в условиях нашей модели) приводит к возможности развития генерации только самосогласованно с движением лазерного импульса в газе (т. е. эмиссия вперед). Схематически развитие генерации в этом случае представлено на рис. 1.8.

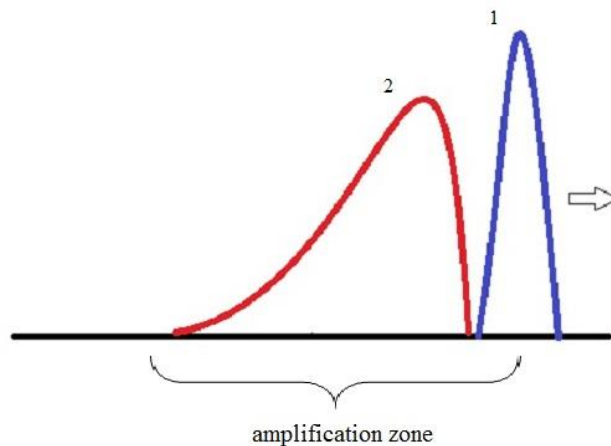


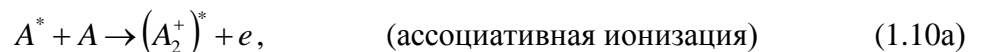
Рис.1.8. Схематическое изображение процесса усиления. Цифрой 1 обозначен лазерный импульс, 2 – усиливаемый (генерируемый) импульс. Для эффективного процесса усиления импульс (2) должен находиться в зоне усиления импульса (1).

Вводя переменные $\tau = t - z/c$ - запаздывающее время и $\eta = z$, получаем систему уравнений для раскачки генерации в плазме, которое должно решаться согласованно со скоростными уравнениями для динамики инверсной населенности:

$$\frac{\partial I(z, t)}{\partial z} = g(\tau)I(z, t) + \frac{\hbar\omega}{2\tau_s} \left(\frac{d}{2l} \right)^2 \Delta N, \quad (1.8)$$

$$\frac{d\Delta N}{d\tau} = -\sigma_{ph} \frac{I(z, \tau)}{\hbar\omega} \Delta N - \frac{\Delta N}{\tau_{ion}}, \quad (1.9)$$

τ_{ion} - время жизни ридберговских уровней. В наших условиях в послеимпульсном режиме распад инверсии определяется гибелью ридберговских атомов в результате их ионизации электронами плазмы канала. Оценивая сечение столкновительной ионизации ридберговских атомов как $\sigma_i \cong \pi e^4 / EI_i$ (I_i - потенциал ионизации ридберговского атома, E - энергия ионизирующего электрона), получим оценку на характерное время распада инверсии $\tau_i = N_e \sigma_i(E) \sqrt{2E/m}$, N_e - концентрация электронов в плазме канала. Полагая, что $E \approx 1$ эВ, $I_i \approx 0.1$ эВ (что соответствует значению главного квантового числа $n = 6 - 10$), а концентрация электронов $N_e \approx 10^{17}$ см⁻³, получим $\tau_{ion} \approx 10^{-13}$ с. Что касается других каналов ионизации, то в данном случае возможны еще два канала ионизации:



Здесь A означает невозбужденный атом, A^* - ридберговский атом, $(A_2^+)^*$ - возбужденный молекулярный ион. Константы скоростей этих процессов $\sim 10^{-10}$ см³с⁻¹ [101-103], что приводит к оценке на времена ионизации таких процессов $\tau'_{ion} \approx 10^{-6} - 10^{-8}$ с. Это значительно превышает время распада ридберговских состояний за счет столкновений с электронами.

В данной задаче мы ограничимся рассмотрением случая лишь слабых полей, когда влиянием усиливаемого (генерируемого) поля излучения на динамику инверсной населенности можно пренебречь. Из (1.9) следует, что это возможно при выполнении следующего условия

$$I \ll \frac{\hbar\omega}{\tau_{ion}\sigma_{ph}} \sim 10^{10} \text{ Вт/см}^2. \quad (1.11)$$

Пусть условие (1.11) выполнено на длине усиления L , тогда распад инверсии будет описываться следующим выражением:

$$\Delta N = \Delta N_0 \exp(-\tau/\tau_{ion}). \quad (1.12)$$

Таким образом, решение системы уравнений (1.8), (1.9) дает нам следующую зависимость для интенсивности сигнала в режиме развития спонтанного фона:

$$I(z,t) = \frac{\hbar\omega}{2\tau_s\sigma_{ph}} \left(\frac{d}{2L}\right)^2 \left[\exp(\sigma_{ph}\Delta N_0 \exp(-\tau/\tau_{ion})z) - 1 \right]. \quad (1.13)$$

На рисунках 1.9, 1.10 изображены пространственно-временные профили развития генерации излучения ВУФ и видимого диапазонов соответственно в плазменном канале, содержащем инверсную населенность электронного спектра. Данные, полученные для случая видимого излучения, соответствуют интенсивности лазера 4×10^{14} Вт/см² для аргона, тогда как для генерации ВУФ излучения необходимы интенсивности как минимум в несколько раз выше (например, 9.5×10^{14} Вт/см²) для того чтобы достичь режима опустошения основного состояния и больших величин инверсии. Значения инверсии, соответствующие переходам $np \rightarrow 2s$ (видимый свет) и $7p \rightarrow 1s$ (ВУФ диапазон) были взяты из рис. 1.5 и 1.6 соответственно.

В случае ВУФ излучения можно наблюдать эффективный процесс раскачки генерации, сопровождающийся распадом инверсной населенности ридберговских уровней, в частности интенсивность генерируемого сигнала достигает 10^5 Вт/см² на длине усиления 5 см (см. рис. 1.9). Однако для видимого излучения преимущественно по причине меньших значений генерируемых частот процесс развития генерации происходит гораздо менее эффективно (рис.1.10).

Последний вопрос, который будет проанализирован в данной главе – процесс усиления импульса в плазменном канале. Мы полагали, что огибающая входного сигнала имеет сглаженную \sin^2 - форму:

$$I(z=0, \tau) = \sin^2(\pi/2\tau_p) \quad (1.14)$$

с длительностью импульса $\tau_p = 20$ фс. Тогда общее решение уравнения (1.8) может быть записано в виде:

$$I(z, \tau) = I_0 \sin^2(\pi\tau/2\tau_p) \times \exp[\sigma_{ph} \Delta N_0 \exp(-\tau/\tau_{ion})z], \quad (1.15)$$

где I_0 - пиковая интенсивность усиливаемого сигнала.

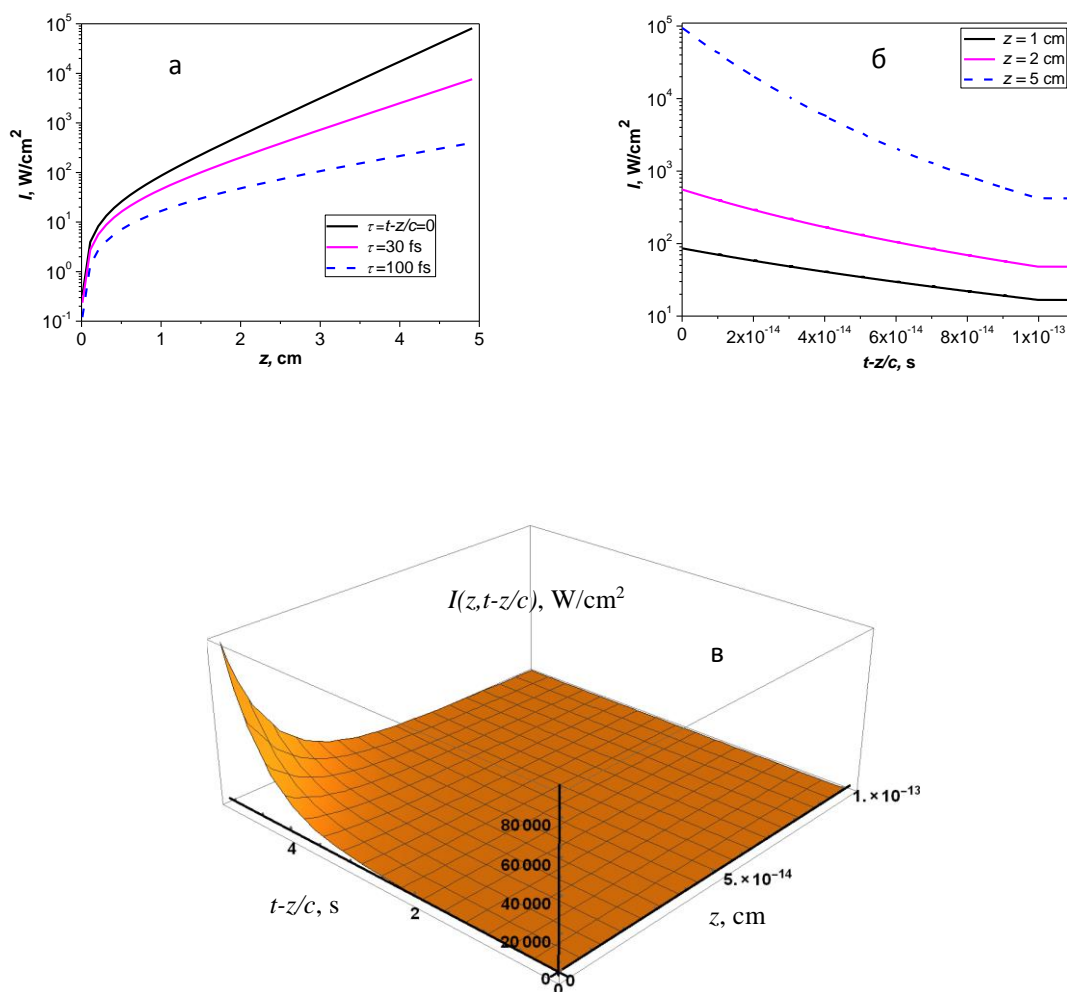


Рис.1.9. Пространственная зависимость интенсивности генерируемого ВУФ импульса (переход 7p-1s) в различные моменты запаздывающего времени (а); временная зависимость ВУФ импульса на различных длинах распространения (б); двумерное распределение интенсивности импульса (в).

Типичные зависимости, полученные по формуле (1.15) на длине распространения 25 см для различных переходов, соответствующих видимому диапазону частот,

представлены на рис. 1.11. Согласно приведенным результатам, входной сигнал может быть усилен до 25 раз на данном расстоянии, если при этом не нарушается условие (1.11).

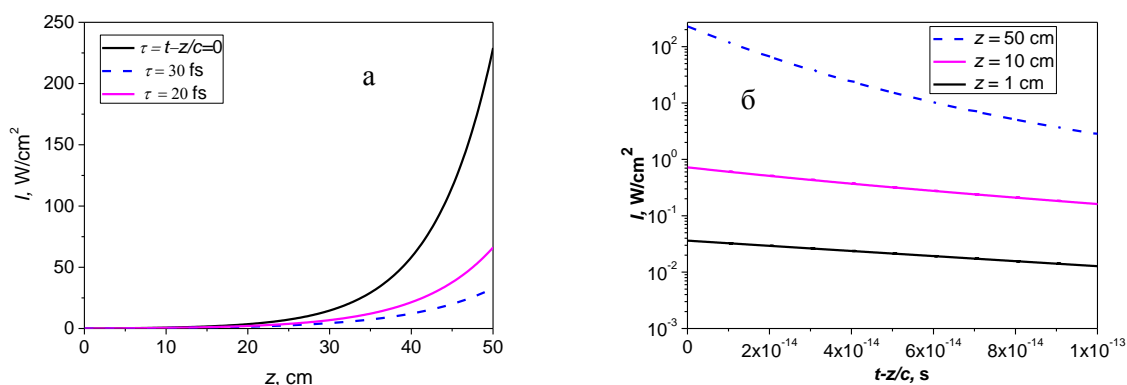


Рис. 1.10. Пространственное распределение интенсивности видимого сигнала (переход 7p-2s) в различные моменты запаздывающего времени (а), временная зависимость интенсивности импульса на различных длинах распространения (б).

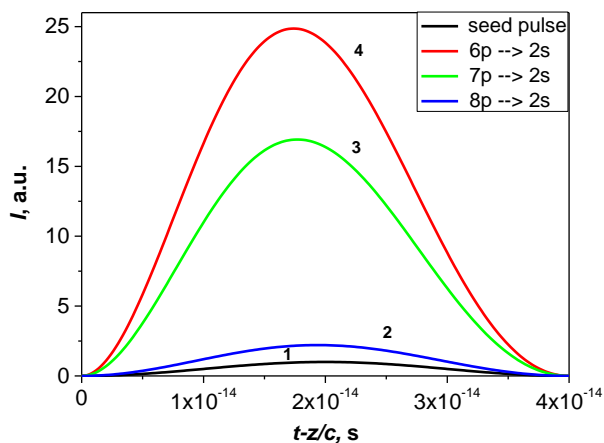


Рис.1.11. Усиление сигнала видимого диапазона в плазменном канале. Кривая (1) соответствует входному сигналу. кривые 2-4 – усиление линий, соответствующих переходам $np \rightarrow 1s$, $n=8$ (2), 7 (3), 6 (4). Длина распространения $L=25$ см.

Таким образом, задача об усилении и генерации коротких импульсов с длительностью меньшей времени ионизации ридберговских уровней выглядит довольно

перспективной. Предложенный метод может конкурировать с известным механизмом генерации высоких гармоник, широко исследуемым в течение многих лет, начиная с работ [10-13], хотя и позволяет генерировать излучение более низкочастотное по сравнению с подходом, основанном на генерации рекомбинационного излучения. Что касается качественного сравнения двух механизмов генерации, следует отметить, что в отличие от генерации гармоник в процессе перерассеяния, метод, предложенный в данной работе, позволяет получать режимы генерации и усиления как во время, так и после воздействия лазерного импульса. При этом, поскольку штарковский сдвиг ридберговских уровней и пондеромоторный сдвиг границы континуума практически совпадают, диапазоны частот, излучаемые электроном при перерассеянии на родительском ионе и при переходе из ридберговского в основное состояние атома в процессе лазерного воздействия, могут оказаться близкими по величине. Так как волновые функции ридберговских состояний локализованы в непосредственной близости от атомного ядра и не расплываются во времени, эффект преобразования частоты Ti-Sa лазера в высокочастотную область спектра может оказаться более эффективным. Действительно, считая, что в процессе перерассеяния волновой пакет в континууме расплывается изотропно и делокализуется по области пространства $\Delta x \cong \frac{\hbar \tau}{m a_0}$, где τ - длительность лазерного импульса, a_0 - борковский радиус, и для характерных длительностей лазерного импульса ~ 100 фс значительно превышает область локализации волновой функции ридберговских состояний с квантовыми числами 6–10. Чтобы провести качественный сравнительный анализ матричных элементов оператора дипольного момента, учтем, что волновая функция ридберговского s-состояния вблизи нуля имеет асимптотику $\Psi_{Ry} \sim \frac{1}{(a_0^3 n^3)^{1/2}}$, а волновой пакет в континууме характеризуется примерно равновероятным распределением по области $\Delta x/2$, т.е. $|\Psi_{cont}|^2 \sim (2/(\Delta x))^3$. Отношение интенсивностей излучения определяется отношением квадратов модуля матричных элементов перехода в основное состояние, поэтому для оценки эффективности процессов можно записать:

$$\frac{I_{cont}}{I_{Ry}} = \left| \frac{\Psi_{\kappa}}{\Psi_{Ry}} \right|^2 = \left(\frac{a_0 n}{\Delta x/2} \right)^3 \approx 10^{-6}. \quad (1.16)$$

Принимая во внимание, что заселенность ридберговских уровней в среднем составляет несколько процентов от общего числа атомов, получаем $\frac{I_k}{I_{Ry}} \approx 10^{-4}$.

Следует, однако, отметить, что сделанная оценка (16) позволяет сопоставить интенсивности излучения от одиночного атома. Эффект когерентности атомного ансамбля при рекомбинационном механизме излучения высоких приводит к квадратичной зависимости интенсивности излучения гармоник от концентрации атомов газа на длине фазового синхронизма. В случае излучения, возникающего на переходах между состояниями дискретного спектра атома такой когерентности, по-видимому, уже не будет даже в процессе лазерного воздействия, что приведет к линейной зависимости интенсивности излучения от концентрации атомов. В связи с этим, для более информативного сравнения различных механизмов излучения может быть недостаточно оценки матричных элементов переходов в отдельном атоме, и необходимо более детально анализировать условие фазового синхронизма.

1.4. Усиление и генерация электромагнитного излучения во время воздействия лазерного импульса

В данном разделе диссертации обсуждается еще один способ получения генерации высокоэнергетичных квантов на основе инверсной населенности ридберговских уровней, который существенно отличается от ранее упомянутого. Известно, что в процессе взаимодействия высокоинтенсивного лазерного импульса с ридберговскими уровнями их уровни смещаются вместе с границей континуума, что ведет к эффекту закрытия каналов и существенному увеличению потенциала ионизации (см. рис. 1.12). В этом случае положение ридберговских уровней определяется формулой:

$$E_n \rightarrow E_n + \varepsilon_0^2 / 4\omega^2 . \quad (1.17)$$

Например, если закрылись 4 канала ионизации (в аргоне такая ситуация реализуется при интенсивности $\sim 8 \times 10^{14}$ Вт/см² – см. рис. 1.3а), энергия излучаемого кванта, соответствующая переходу $np \rightarrow 1s$, может достигать 30 эВ. Таким образом, в данном режиме возможна конверсия излучения Ti-Sa лазерного импульса в излучение экстремального ультрафиолета. Ширина смещенных в результате штарковского сдвига

уровней определяется процессом ионизации и в диапазоне интенсивностей вблизи порога стабилизации может быть записана в виде:

$$\Delta\nu = \Gamma_{IS} = \frac{(E_n - E_{n-1})^2}{2\Gamma} \quad (1.18)$$

Как было упомянуто в первом разделе, порог стабилизации для второй гармоники Ti-Sa лазерного импульса $\sim 10^{14}$ Вт/см². По формуле (1.5) для интенсивности 8×10^{14} Вт/см² получаем значение сечения фотопоглощения $\sigma_{ph} \approx 10^{-17}$ см². Полагая инверсную населенность уровней равной $\Delta N \approx 10^{16}$ см⁻³, коэффициент усиления для $n \sim 6-10$ оказывается порядка 0.1 см⁻¹. В сравнении с механизмом излучения после воздействия ионизирующего лазерного импульса, предложенный механизм генерации квантов экстремального ультрафиолета возможен лишь в течении короткого промежутка времени вблизи пиковой интенсивности лазерного импульса. Вероятно, это можно рассматривать как альтернативный способ генерации ультракоротких импульсов субфемтосекундной длительности [1,2]. Поскольку волновая функция ридберговского состояния локализована вблизи атомного остова и не расплывается во времени, данный способ преобразования излучения Ti-Sa лазерного импульса выглядит более эффективным, чем механизм генерации высоких гармоник, основанный на перерассеянии электрона на родительском ионе [10].

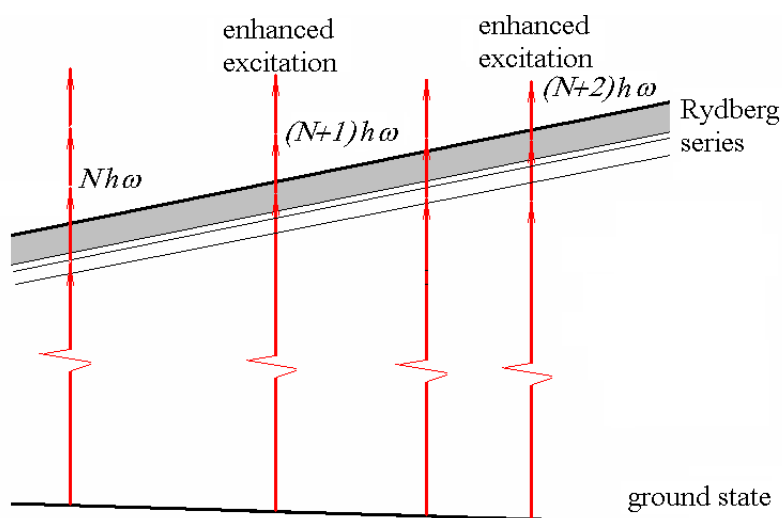


Рис.1.12. Схематическое изображение закрытия каналов ионизации в результате пондеромоторного сдвига ридберговских уровней и границы континуума.

Заключение к Главе 1.

В данной главе диссертации была исследована возможность использования явления интерференционной стабилизации атомов в сильном лазерном поле для получения инверсной населенности между различными атомными состояниями (между соседними ридберговскими состояниями, между ридберговскими и низколежащими возбужденными а также основным состоянием атома). Показано, что полученная инверсия после окончания воздействия лазерного импульса может быть использована для усиления и генерации импульсов различных частотных диапазонов от (суб)терагерцового до ВУФ. На основе решения уравнений баланса для интенсивности излучения совместно со скоростными уравнениями для распада инверсной населенности в плазме были получены пространственно-временные профили интенсивности усиливаемых и генерируемых импульсов и показано, что в исследуемом случае возможно развитие генерации излучения в направлении распространения лазерного импульса. Рассмотрены особенности процесса генерации коротковолнового излучения в процессе лазерного воздействия на атом в режиме интерференционной стабилизации. Проведен качественный сравнительный анализ эффективности рассмотренного метода генерации и метода генерации высоких гармоник по модели перерасеяния П. Коркума [10].

Глава 2. Распространение и усиление микроволнового излучения в плазменном канале, создаваемом в инертных газах мощным фемтосекундным импульсом криптофторового лазера

Постановка задачи

В данной главе проанализирована возможность использования плазменного канала, созданного мощным ультракоротким импульсом УФ диапазона частот в различных атомарных и молекулярных газах атмосферного давления, для усиления радиочастотного излучения. На основе кинетического уравнения Больцмана проведен анализ эволюции энергетического спектра электронов в релаксирующей плазме, созданной лазерным импульсом, в том числе с учетом влияния электрон – электронных столкновений и усиливаемого поля на кинетику релаксации плазмы. Рассчитана временная динамика коэффициента усиления электромагнитного излучения в плазменном канале при различных частотах и начальных интенсивностях усиливаемого излучения, а также при различных концентрациях электронов в плазме. Показано, что плазма ксенона как усиливающая среда имеет ряд преимуществ по сравнению как молекулярными газами (азот, воздух), так и с другими инертными газами.

В работе обращается внимание на то, что сильная неравновесность спектра фотоэлектронов может также приводить к необычным рефракционным свойствам плазменного канала, возникающего при фотоионизации газа ультракоротким лазерным импульсом. В частности, действительная часть диэлектрической проницаемости такой плазмы может быть больше единицы, т.е. плазма будет оптически более плотной средой по сравнению с окружающим ее неионизованным газом. Такой плазменный канал можно рассматривать как диэлектрический волновод, в котором возможно эффективное распространение радиочастотного сигнала одновременно с его усилением. На основе совместного самосогласованного численного интегрирования волнового уравнения в приближении медленно меняющихся амплитуд и кинетического уравнения Больцмана для функции распределения электронов по энергиям, рассматривается процесс распространения радиочастотного импульса субтерагерцового диапазона частот в плазменном канале в ксеноне, созданном фемтосекундным импульсом КтF лазера. Проанализированы условия, при выполнении которых радиочастотный импульс может усиливаться в неравновесной плазме канала. Результаты данной главы опубликованы в статьях [41,42,55,57-61,63] и материалах конференций [68-77,79,80].

2.1. Кинетическое уравнение Больцмана для эволюции энергетического спектра фотоэлектронов

Формирование плазменного канала. Фотоионизация газов ультракоротким лазерным импульсом.

При анализе свойств и эволюции плазменного канала, созданного излучением мощного фемтосекундного лазера существенно, что его образование происходит только в результате многофотонной или туннельной ионизации атомов или молекул, в то время как процессом лавинной ионизации можно пренебречь. Более того, оказывается возможным пренебречь и упругими столкновениями электронов с атомами (молекулами) среды во время действия импульса. Действительно, можно оценить характерное время между столкновениями электронов с атомами (молекулами) как $T_c \approx 1/N\sigma v$ (здесь $N \cong 3 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ - концентрация частиц при атмосферном давлении, сечение столкновения $\sigma \cong 10^{-15} \text{ см}^2$, а скорость электронов, образующихся в результате фотоионизации составляет $v \sim 10^8 \text{ см/с}$). В таких условиях T_c оказывается порядка $3 \times 10^{-13} \text{ с}$. Это означает, что энергетический спектр фотоэлектронов в лазерном импульсе длительностью $\leq 300 \text{ фс}$ определяется лишь динамикой процесса фотоионизации атомов (молекул) газа и может быть получен на основе решения задачи об ионизации отдельного атома (молекулы) в сильном лазерном поле. Эволюция спектра электронов, описываемая кинетическим уравнением Больцмана и обусловленная упругими и неупругими столкновениями с атомами (молекулами) газа, а также межэлектронными столкновениями, происходит уже в пост-импульсном режиме. Поэтому, в рассматриваемых условиях задачи об ионизации газа лазерным излучением и об эволюции спектра фотоэлектронов могут рассматриваться независимо друг от друга, причем решение первой из них выступает в качестве начального условия для второй.

В данной работе исследуется динамика спектра фотоэлектронов, созданных излучением УФ фемтосекундного лазерного импульса с энергией кванта $\hbar\Omega = 5 \text{ эВ}$ в инертных газах (аргон, ксенон) при атмосферном давлении.

На рис.2.1 представлены результаты² численного решения уравнения Шредингера для вероятности ионизации модельных атомов аргона и ксенона импульсом KrF лазера с энергией кванта $\hbar\Omega = 5 \text{ эВ}$.

²Расчеты были проведены Волковой Е.А.

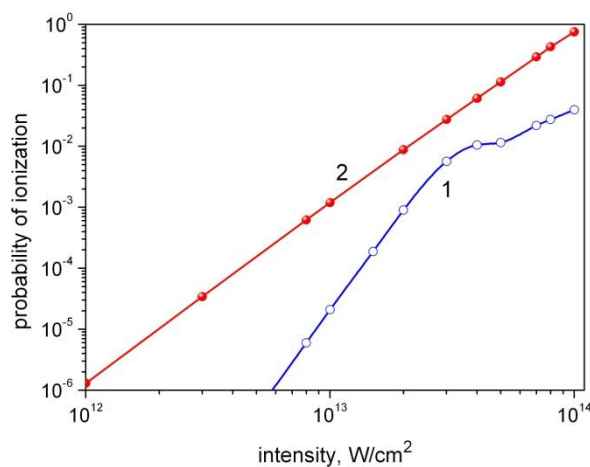


Рис.2.1. Зависимости вероятности ионизации аргона (1) и ксенона (2) за импульс от интенсивности излучения лазера с длиной волны $\lambda = 248$ нм.

В диапазоне интенсивностей вплоть до $I \sim 10^{14}$ Вт/см^2 ионизация атомов ксенона описывается кубической зависимостью от интенсивности излучения, что соответствует третьему порядку теории возмущений. Что касается атомов аргона, то ионизация является четырехфотонной и вплоть до значений $I < 3 \times 10^{13}$ Вт/см^2 описывается зависимостью $w_i \sim I^4$. В более сильных полях наблюдается тенденция к насыщению вероятности ионизации на уровне существенно меньшем единицы, обусловленная удержанием атомов в высоковозбужденных состояниях вблизи границы континуума, заселяемых в результате наличия трехфотонного резонанса между основным и группой ридберговских состояний (более подробно см. [86]). В случае ионизации атомов ксенона подобный резонанс отсутствует, и особенностей на зависимости $w_i(I)$ не наблюдается. Типичные спектры фотоэлектронов, образующихся при фотоионизации атомов ксенона и аргона, приведены на рис.2.2 (а,б). В области $I < 10^{13}$ Вт/см^2 величиной штарковского сдвига границы континуума можно пренебречь, поэтому положение первого пика в спектре фотоэлектронов в ксеноне будет соответствовать энергии $\varepsilon_0 = 3\hbar\Omega - I_i \approx 2.87$ эВ, при этом вероятность надпорогового поглощения пренебрежимо мала. Аналогична ситуация реализуется и для атомов аргона. В спектре фотоэлектронов доминирует пик, соответствующий четырехфотонному поглощению с энергией $\varepsilon_0 = 4\hbar\Omega - I_i \approx 4.24$ эВ, а пики, соответствующие надпороговому поглощению малы.

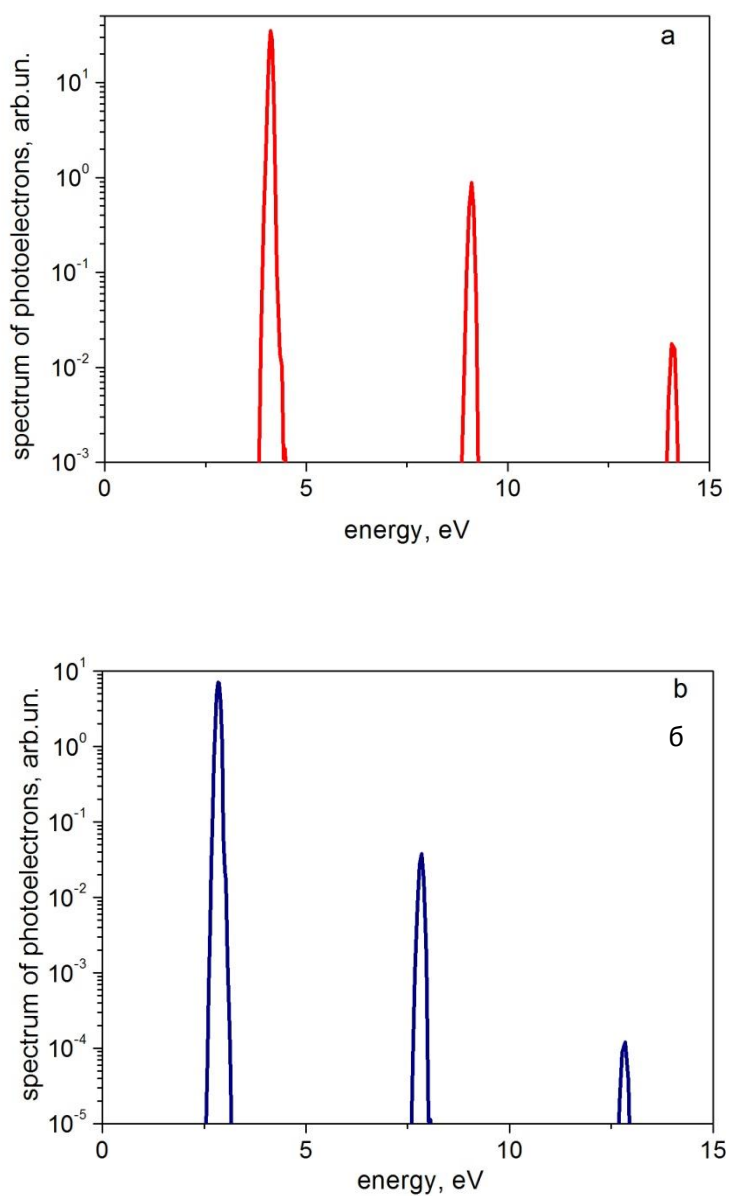


Рис.2.2. Спектры фотоэлектронов в аргоне для интенсивности излучения 3×10^{13} Вт/см² (а) и ксеноне (б) для интенсивности излучения 10^{13} Вт/см².

Таким образом, в рассматриваемом диапазоне интенсивностей лазерного импульса длительностью $\tau_p \sim 100$ фс и концентрации атомов $N \cong 3 \cdot 10^{19}$ см⁻³ к концу импульса в объеме, определяемым параметрами оптической системы, образуется плазменный канал, характеризующий пиковой структурой энергетического спектра, со степенью ионизации $\alpha = N_e/N \approx 10^{-7} \div 10^{-4}$ (N_e - концентрация электронов) и выше. При этом ширина пика в

спектре фотоэлектронов определяется длительностью импульса и для спектрально ограниченного импульса составляет $\Delta\varepsilon \approx 0.2$ эВ.

Уравнение Больцмана в двучленном приближении

Временная эволюция плазменного образования, созданного фемтосекундным лазерным импульсом, исследовалась на основе кинетического уравнения Больцмана для функции распределения по скоростям $f(\vec{v}, t)$:

$$\frac{\partial f(\vec{v}, t)}{\partial t} - \frac{e\vec{E}}{m} \frac{\partial f}{\partial \vec{v}} = St(f), \quad (2.1)$$

где $\vec{E} = E_0 \cos \omega t$ - напряженность электрического поля распространяющегося в плазменном канале радиочастотного излучения, а $St(f)$ - интеграл столкновений. В рамках полиномиального разложения функция распределения $f(\vec{v}, t)$ представима в виде

$$f(\vec{v}, t) = \sum_n f_n(v, t) P_n(\cos \theta), \quad (2.2)$$

где $P_n(\cos \theta)$ - полином Лежандра, а θ - угол между векторами скорости и напряженности электрического поля \vec{E} (ось z). Обычно, анизотропия распределения по скоростям является слабой (более подробно см. [39,40]), и в (2.2) ограничиваются всего двумя членами разложения

$$f(\vec{v}, t) = f_0(v, t) + f_1(v, t) \cos \theta, \quad (2.3)$$

где изотропная часть функции распределения $f_0(v, t)$ описывает распределение электронов по модулю скорости, а малая анизотропная добавка $f_1(v, t)$ позволяет вычислить возникающий в плазме электрический ток (направленный вдоль оси z):

$$j_z(t) = -\frac{4\pi}{3} eN_e \int v^3 f_1(v, t) dv. \quad (2.4)$$

Подставляя разложение (2.3) в уравнение (2.1), нетрудно получить систему уравнений для гармоник функции распределения $f_0(v, t)$ и $f_1(v, t)$:

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_0(v, t)}{\partial t} &= \frac{eE(t)}{3mv} \frac{\partial}{\partial v} v^2 f_1(v, t) + Q, \\ \frac{\partial f_1(v, t)}{\partial t} + v_{tr} f_1(v, t) &= \frac{eE(t)}{m} \frac{\partial f_0}{\partial v}. \end{aligned} \quad (2.5)$$

Здесь $v_{tr}(v) = N\sigma_{tr}v$ и σ_{tr} - транспортные частота и сечение рассеяния, $Q = \frac{1}{4\pi} \int St(f)d\Omega$,

а функция распределения $f_0(v,t)$ нормирована согласно условию

$$4\pi \int f_0(v,t)v^2 dv = 1. \quad (2.6)$$

Из (2.5) нетрудно получить (см. [39]) следующее уравнение для функции распределения электронов по энергиям $n(\varepsilon,t)$, где $\varepsilon = mv^2/2$:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n(\varepsilon,t)}{\partial t} \sqrt{\varepsilon} = \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left(\frac{e^2 E_0^2 v_{tr}(\varepsilon)}{3m(\omega^2 + v_{tr}^2)} \varepsilon^{3/2} \frac{\partial n}{\partial \varepsilon} \right) + \\ \frac{2m}{M} \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left(v_{tr}(\varepsilon) \varepsilon^{3/2} \left(n(\varepsilon,t) + T_g \frac{\partial n(\varepsilon,t)}{\partial \varepsilon} \right) \right) + Q_{ee}(n) + Q^*(n), \end{aligned} \quad (2.7)$$

которое фактически представляет собой уравнение диффузии электронов в энергетическом пространстве [39,40]. Первое слагаемое в правой части уравнения (2.7) описывает влияние транспортируемого СВЧ поля с частотой ω и амплитудой напряженности E_0 , второе – потери энергии электронов в результате упругих столкновений с атомами газа. Здесь T_g - газовая температура (в дальнейшем мы полагаем, что $T_g \approx 0.03$ эВ), m - масса электрона, M - масса атома (или молекулы) газа, $v_{tr} = N\sigma_{tr}(\varepsilon)\sqrt{2\varepsilon/m}$, $\sigma_{tr}(\varepsilon)$ - транспортная частота и сечение рассеяния электронов на атомах газа, $Q_{ee}(n)$ и $Q^*(n)$ - интегралы межэлектронных и неупругих столкновений. Интеграл межэлектронных столкновений записывается в виде (см, например, [39])

$$Q_{ee}(n) = \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left(v_{ee}(\varepsilon) \varepsilon^{3/2} (A_1(\varepsilon,t)n + A_2(\varepsilon,t) \frac{\partial n}{\partial \varepsilon}) \right), \quad (2.8)$$

где v_{ee} - частота электрон – электронных столкновений, а интегральные выражения для $A_1(\varepsilon,t)$ и $A_2(\varepsilon,t)$ имеют следующий вид:

$$A_1(\varepsilon,t) = \int_0^\varepsilon n(\varepsilon,t) \sqrt{\varepsilon} d\varepsilon, \quad A_2(\varepsilon,t) = \frac{2}{3} \left(\int_0^\varepsilon n(\varepsilon,t) \varepsilon^{3/2} d\varepsilon + \varepsilon^{3/2} \int_\varepsilon^\infty n(\varepsilon,t) d\varepsilon \right).$$

Выражение для интеграла неупругих столкновений $Q^*(n)$ имеет вид

$$Q^*(n) = \sum_i \left(-v_i^*(\varepsilon) n(\varepsilon,t) \sqrt{\varepsilon} + v_i^*(\varepsilon + I_i^*) n(\varepsilon + I_i^*, t) \sqrt{\varepsilon + I_i^*} \right), \quad (2.9)$$

где $\nu_i^* = N\sigma_i^*(\varepsilon)\sqrt{2\varepsilon/m}$ и $\sigma_i^*(\varepsilon)$ - частота и сечение возбуждения i -ого неупругого состояния с порогом возбуждения I_i^* , а суммирование в (2.9) производится по всем неупругим процессам.

При анализе эволюции энергетического спектра будем считать, что в начальный (нулевой) момент времени, соответствующий моменту окончания лазерного импульса, образуется плазменный канал с заданной степенью ионизации и сильно неравновесной ФРЭЭ, которую мы в дальнейшем аппроксимируем гауссовой формой

$$n(\varepsilon, t = 0) = \frac{1}{\Delta\varepsilon\sqrt{\pi\varepsilon}} \exp\left(-\frac{(\varepsilon - \varepsilon_0)^2}{(\Delta\varepsilon)^2}\right). \quad (2.10)$$

Заданная ФРЭЭ нормирована согласно условию

$$\int_0^{\infty} n(\varepsilon, t = 0)\sqrt{\varepsilon} d\varepsilon = 1, \quad (2.11)$$

а величина $n(\varepsilon, t)\sqrt{\varepsilon}$ есть плотность вероятности обнаружить электрон с энергией ε .

В инертных газах нижние по энергии пороги возбуждения электронных состояний составляют 8.31 эВ для атомов ксенона и 11.5 эВ для атомов аргона. Это существенно больше, чем энергия пика фотоэлектронов, созданных фемтосекундным лазерным импульсом. Поэтому, в рассматриваемых условиях в инертных газах эволюция спектра определяется влиянием СВЧ поля, упругими и электрон – электронными столкновениями. В случае молекулярных газов и, в частном случае, воздуха, ситуация является более сложной вследствие влияния на эволюцию ФРЭЭ процесса возбуждения низколежащих колебательных состояний, приводящего к существенному ускорению релаксации ФРЭЭ [43,56].

Результаты расчета эволюции ФРЭЭ в ксеноне и аргоне.

Уравнение (2.7) с начальным условием (2.10) решалось численно с использованием процедуры Галеркина с аппроксимацией пробной функции с помощью метода конечных элементов [55] в области энергий $\varepsilon = 0 - 10$ эВ³. Шаги интегрирования по времени и по энергии составляли $\delta\varepsilon = 10^{-2}$ эВ и $\tau = 10^{-13}$ с, полное время счета в зависимости от условий задачи было различным, и достигало 300 нс. Сечения элементарных процессов для ксенона были взяты из [104,105], для аргона – из [106].

³ Этот алгоритм был разработан и реализован на ЭВМ Волковой Е.А.

Транспортные сечения для аргона и ксенона приведены на рис. 2.3. Характерной особенностью этих сечений является наличие минимума Рамзауэра и участка с положительным значением производной $d\sigma_{tr}/d\varepsilon$ в области энергий 0.25 - 11.0 эВ в аргоне и 0.64 – 5.0 эВ в ксеноне. В области энергией меньших 2.2 эВ транспортное сечение в азоте также характеризуется положительным значением производной $d\sigma_{tr}/d\varepsilon$. Именно эта особенность транспортного сечения рассеяния ответственна за возможность усиления радиочастотного излучения в фотоионизационной плазме [38], что будет подробно рассмотрено в дальнейшем.

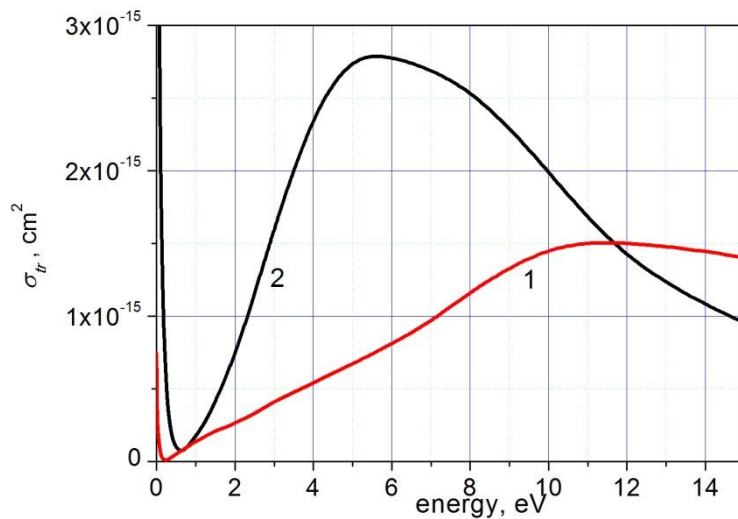


Рис.2.3. Транспортные сечения рассеяния электронов на атомах аргона (1), ксенона (2).

Результаты расчета ФРЭЭ для ксенона и аргона, приведенные на рис. 2.4, получены в предположении, что электрон-электронные соударения не влияют на эволюцию функции распределения. Как видно, в течение всего расчетного интервала времени (200 нс) ФРЭЭ характеризуется ярко выраженным максимумом, положение которого постепенно смещается в область меньших энергий, причем диффузионным расплыванием спектра в энергетическом пространстве фактически можно пренебречь. Более того, уменьшение частоты упругих столкновений ν_{tr} по мере замедления электронов приводит к обратному эффекту – сужению пика в спектре фотоэлектронов. При наличии только лишь упругих столкновений межэлектронные соударения начинают оказывать существенное влияние на эволюцию энергетического спектра в плазме при выполнении условия

$$\alpha = N_e / N \ll \frac{2m}{M} \cdot \frac{\sigma_{tr}}{\sigma_{ee}}, \quad (2.12)$$

где $\sigma_{ee}(\varepsilon) = \frac{\pi e^4}{\varepsilon^2} L(\varepsilon)$ - сечение межэлектронных (кулоновских) столкновений, $L(\varepsilon)$ - кулоновский логарифм, являющийся плавной функцией энергии. Полагая $L \approx 1$, получаем, что в области энергий $\varepsilon \approx 2$ эВ, соответствующих положению пика в спектре фотоэлектронов, условие (2.12) выполнено для $\alpha \approx 5 \times 10^{-7}$ или $N_e \ll 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

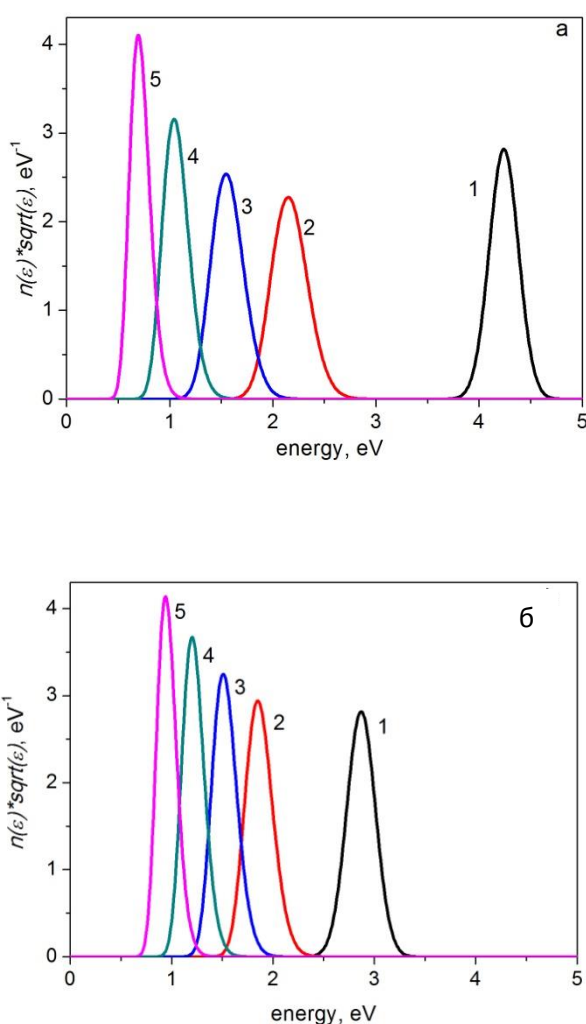


Рис.2.4. ФРЭЭ в аргоне (а) и ксеноне (б) в различные моменты времени после создания плазменного канала лазерным импульсом с $\lambda = 248$ нм: 1 - $t = 0$, 2 - 25 нс, 3 - 50 нс, 4 - 100 нс, 5 - 200 нс.

Численные расчеты подтверждают сделанные оценки. Представленные на рис. 2.5 результаты численного решения уравнения Больцмана показывают, что учет электрон - электронных столкновений уже при концентрации электронов $N_e = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ существенно

влияет на эволюцию ФРЭЭ, а при $N_e = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ на временах $\sim 200 \text{ нс}$ уже происходит максвеллизация спектра. Фактически, межэлектронные соударения, как видно из расчетов, существенно увеличивают коэффициент диффузии электронов в пространстве энергий, что и приводит к быстрому размыванию пика фотоэлектронов.

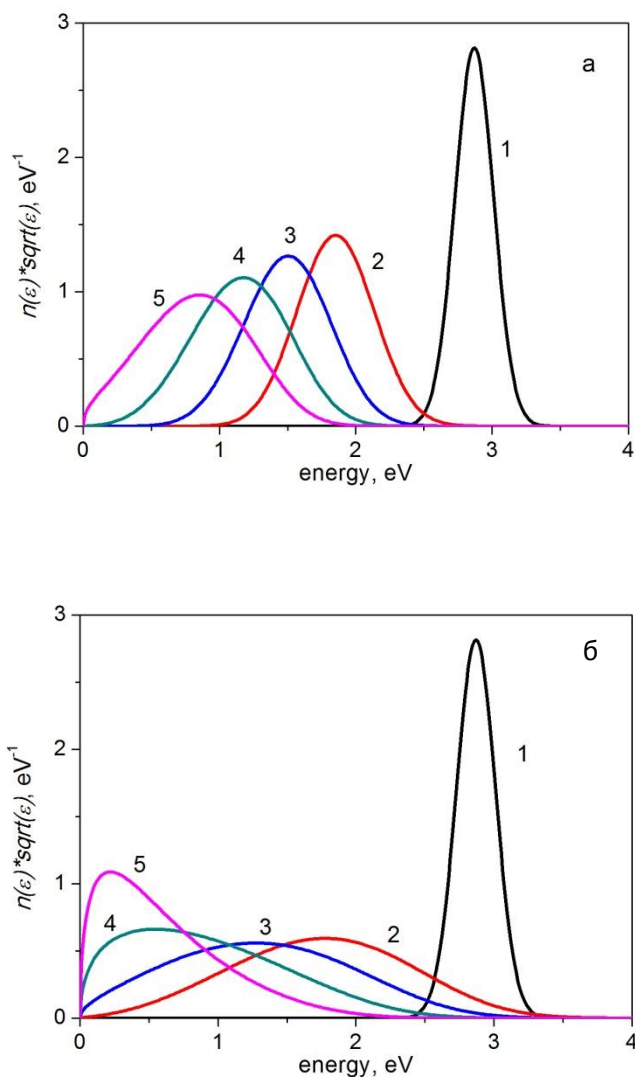


Рис.2.5. ФРЭЭ в ксеноне в различные моменты времени после создания плазменного канала лазерным импульсом $\lambda = 248 \text{ нм}$: 1 - $t = 0$, 2 - 25 нс, 3 - 50 нс, 4 - 100 нс, 5 - 200 нс. Расчет проводился с учетом электрон - электронных столкновений при $N_e = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ (а) и $N_e = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ (б).

До сих пор при анализе эволюции энергетического спектра фотоэлектронов в плазменном канале мы полагали, что само усиливаемое излучение является слабым и не влияет на ФРЭЭ. Такой подход, очевидно, справедлив, если коэффициент энергетической диффузии электронов, обусловленный наличием усиливаемого поля, меньше

коэффициентов диффузии в пространстве энергий, определяемых упругими столкновениями электронов с атомами (молекулами) газа, а также межэлектронными столкновениями. Оценивая коэффициент диффузии электронов в пространстве энергий, обусловленный наличием радиочастотного излучения в плазме (мы полагаем, что $\omega \ll \nu_{tr}$) как $D_\omega \sim \frac{e^2 E_0^2 \varepsilon}{3m \nu_{tr}}$, получим, что наше рассмотрение справедливо, если

$$\frac{e^2 E_0^2}{3m \nu_{tr}} \ll \max \left\{ \frac{2m}{M} T_g \nu_{tr}, \langle \varepsilon \rangle \nu_{ee} \right\}, \quad (2.13)$$

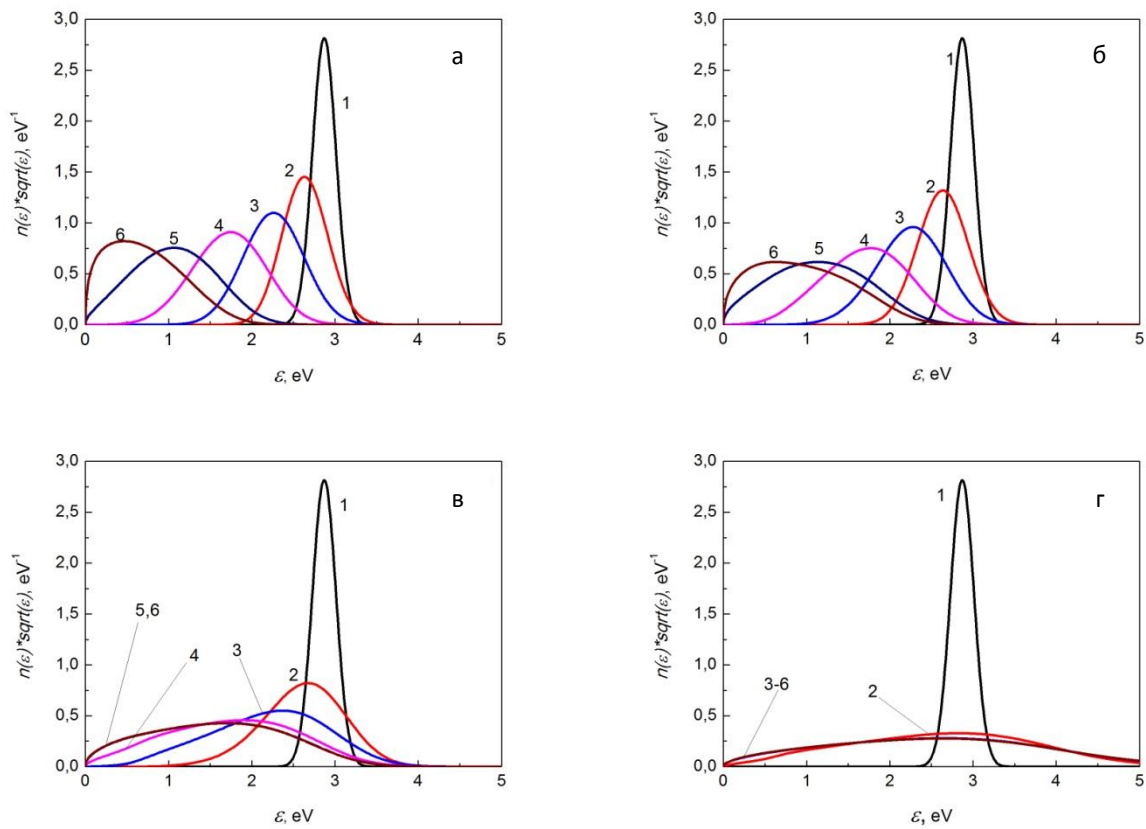


Рис.2.6. ФРЭЭ в плазме ксенона, соответствующие различным моментам времени (1 – 0, 2 – 3 нс, 3 – 10 нс, 4 – 30 нс, 5 – 100 нс, 6 – 200 нс) после создания плазменного канала, для различных значений интенсивности радиочастотного поля (см. текст). Концентрация электронов $n_e = 3 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$.

где $\langle \varepsilon \rangle$ - средняя по спектру энергия электронов. Например, для атомов ксенона при $\langle \varepsilon \rangle \approx 2$ эВ и $T_g = 0.03$ эВ при концентрации электронов $n_e = 3 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ получаем, что условие (2.13) выполнено для интенсивности радиочастотного излучения много меньшей 10^3 Вт/см^2 .

Результаты численных расчетов подтверждают сделанные оценки. На рис.2.6 приведены ФРЭЭ в плазме ксенона, соответствующие различным моментам времени, для случая, когда релаксация начального энергетического распределения (2.10) происходит при наличии радиочастотного поля ($\omega = 5 \times 10^{11} \text{ с}^{-1}$) различной интенсивности. Рис.2.6а соответствует случаю нулевой интенсивности радиочастотного поля, рис.2.6б,в,г – соответственно значениям интенсивности 10, 100, 10^3 Вт/см^2 . Представленные данные показывают, что наличие радиочастотного поля действительно существенно ускоряет диффузионное размытие фотоэлектронного пика, причем при интенсивности радиочастотного излучения 100 Вт/см^2 время релаксации ФРЭЭ к стационарному распределению составляет $\sim 100 \text{ нс}$, а при интенсивности 1 кВт/см^2 – всего 10 нс .

Аналитика для уравнения Больцмана в случае инертных газов.

В условиях достаточно низкой концентрации электронов в инертных газах уравнение Больцмана для ФРЭЭ может быть записано в виде:

$$\frac{\partial n(\varepsilon, t)}{\partial t} \sqrt{\varepsilon} = \frac{2m}{M} \frac{\partial}{\partial \varepsilon} (v_{tr}(\varepsilon) \varepsilon^{3/2} n(\varepsilon, t)). \quad (2.14)$$

Здесь мы также пренебрегли слагаемым $T_g \frac{\partial n}{\partial \varepsilon}$, учитывающим газовую диффузию, полагая, что в наших условиях ширина начального пика фотоэлектронов $\Delta \varepsilon \gg T_g$.

$$\text{Вводя обозначения } C(\varepsilon) = \frac{2m}{M} v_{tr}(\varepsilon) \varepsilon, \quad F(\varepsilon, t) = f(\varepsilon, t) C(\varepsilon), \quad f(\varepsilon, t) = n(\varepsilon, t) \sqrt{\varepsilon},$$

можно переписать уравнение (2.14) в следующем виде:

$$\frac{\partial F}{\partial \varepsilon} - \frac{1}{C(\varepsilon)} \frac{\partial F}{\partial t} = 0. \quad (2.15)$$

Здесь $C(\varepsilon)$ характеризует скорость перемещения ФРЭЭ в пространстве энергий. Вводя

новые переменные $\xi = \varepsilon$, $\tau = t - \int_{\varepsilon^0}^{\varepsilon} \frac{d\varepsilon}{C(\varepsilon)}$, из (2.15) получаем:

$$\frac{\partial F}{\partial \xi} = 0 \quad (2.16)$$

Отсюда общее решение уравнения (2.15) приобретает вид:

$$F(\xi, \tau) = F_0(\tau) = F_0 \left(t - \int_{\varepsilon^0}^{\varepsilon} \frac{d\varepsilon}{C(\varepsilon)} \right) = F_0 \left(t - \frac{M}{2m} \int_{\varepsilon^0}^{\varepsilon} \frac{d\varepsilon}{v_{tr}(\varepsilon) \varepsilon} \right), \quad (2.17)$$

где F_0 определяется из начального условия

$$F_0(\tau) = C(\varepsilon)n(\varepsilon, t=0)\sqrt{\varepsilon}. \quad (2.18)$$

Общее выражение (2.17) может быть конкретизировано для известной зависимости транспортного сечения рассеяния $\sigma_{tr}(\varepsilon)$ от энергии. Например, в случае ксенона и аргона оказывается возможным аппроксимировать зависимость транспортных сечений от энергии в диапазоне энергий 0.7–3 эВ для атомов ксенона и 0.7–5 эВ для атомов аргона квадратичной и линейной функциями соответственно (рис. 2.7):

$$\sigma_{tr}(\varepsilon) = \sigma_0(\varepsilon/\varepsilon_0)^\alpha, \quad (2.19)$$

где $\sigma_0 = 1.51 \times 10^{-15}$ см², $\varepsilon_0 = 2.87$ эВ, $\alpha = 2$ для атомов ксенона и $\sigma_0 = 5.74 \times 10^{-16}$ см², $\varepsilon_0 = 4.24$ эВ, $\alpha = 1$ для атомов аргона.

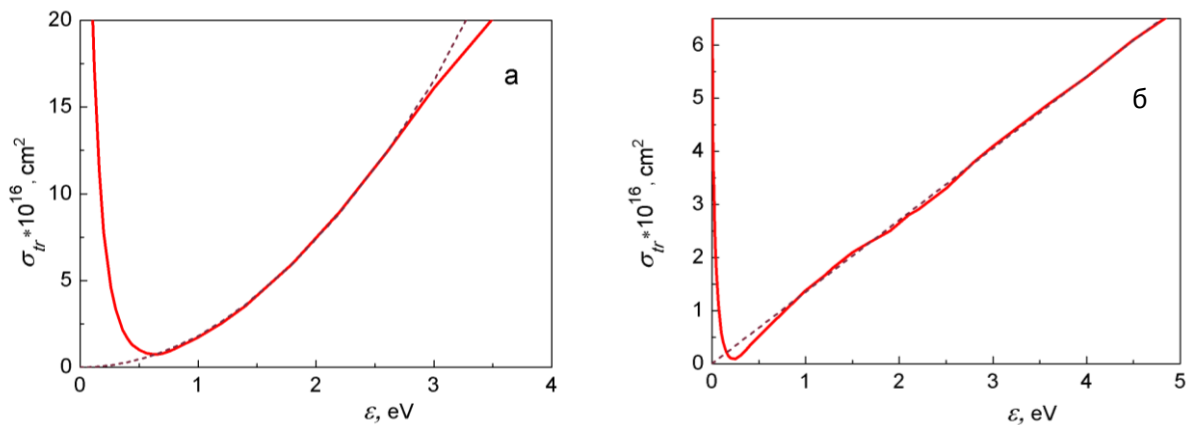


Рис. 2.7. Транспортные сечения рассеяния (сплошная кривая) и их аппроксимации (пунктирная кривая) в ксеноне (а) и аргоне (б).

Аппроксимация (2.19) позволяет нам получить следующее выражение для $C(\varepsilon)$:

$$C(\varepsilon) = C_0 \left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \right)^{\beta+1}, \quad (2.20)$$

где $\beta = \alpha + 1/2 = 3/2$ для аргона и $5/2$ для ксенона, $C_0 = \frac{2m}{M} v(\varepsilon_0) \varepsilon_0$. Таким образом,

оказывается возможным получить аналитическое решение уравнения Больцмана (2.14) для инертных газов ксенона и аргона:

$$f(\varepsilon, t) = \frac{1}{\sqrt{\pi} \Delta \varepsilon} \frac{1}{(1 - g(\varepsilon, t))^{(\beta+1)/\beta}} \exp \left\{ - \frac{1}{\Delta \varepsilon^2} \left(\frac{\varepsilon}{(1 - g(\varepsilon, t))^{1/\beta}} - \varepsilon_0 \right)^2 \right\}, \quad (2.21)$$

где $g(\varepsilon, t) = \beta \frac{2m}{M} v(\varepsilon) t$, $v = v_0 \left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \right)^\beta$.

Общее выражение для средней по спектру энергии фотоэлектронов $\langle \varepsilon(t) \rangle$ можно получить из уравнения (2.14):

$$\frac{d\langle \varepsilon \rangle}{dt} = -\frac{2m}{M} \langle v_{tr}(\varepsilon) \varepsilon \rangle. \quad (2.22)$$

В случае узкого пика фотоэлектронов (когда выполнено условие $\langle v_{tr}(\varepsilon) \varepsilon \rangle \approx v_{tr}(\langle \varepsilon \rangle) \langle \varepsilon \rangle$), с учетом (2.20) решение уравнения (2.22) имеет вид:

$$\langle \varepsilon(t) \rangle = \frac{\langle \varepsilon(t=0) \rangle}{\left(1 + \frac{2m}{M} (\beta) v(t=0) t \right)^{1/\beta}} \quad (2.23)$$

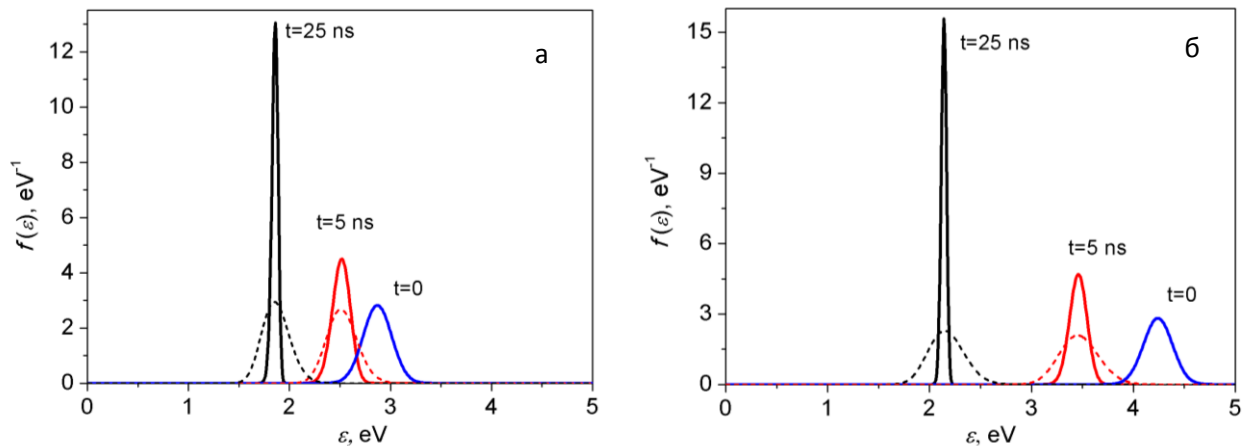


Рис.2.8. ФРЭЭ в ксеноне (а) и аргоне (б) в различные моменты времени после создания плазменного канала импульсом KrF лазера. Сплошные кривые соответствуют аналитическому решению уравнения Больцмана, пунктирные кривые – численный счет (без учета электрон-электронных соударений и влияния транспортируемого поля).

Аналитические решения уравнения Больцмана (2.14) для эволюции ФРЭЭ в ксеноне и аргоне приведены на рис.2.8. Как видно из рисунка, скорость перемещения начального распределения электронов в пространстве энергий хорошо согласуется с результатами численного расчета. С другой стороны, аналитическое решение не учитывает диффузионное расплывание начального пика фотоэлектронов из-за наличия ненулевой температуры атомов газа, и, поэтому, имеет место различие в ширинах ФРЭЭ, соответствующих аналитическим и численным расчетам, причем это различие увеличивается с течением времени. Однако, далее будет показано, что данное различие не ведет к существенной разнице при вычислении электродинамических свойств плазмы.

Более того, оказывается возможным получить хорошие аналитические результаты в предположении δ – образной функции распределения электронов.

2.2. Электродинамические свойства плазменного канала с сильной неравновесностью ФРЭЭ

Особенности слабоионизованной плазмы с инверсной населенностью в спектре электронов. О возможности усиления СВЧ излучения в плазменном канале.

Функция распределения электронов по энергиям, полученная из численного решения уравнения (2.7), использовалась для расчета электродинамических свойств плазменного канала, созданного лазерным импульсом. Для частоты излучения ω эти свойства определяются комплексной диэлектрической проницаемостью $\xi_\omega = \xi_\omega' + i\xi_\omega''$ или комплексной проводимостью $\sigma_\omega = \sigma_\omega' + i\sigma_\omega''$, которые связаны между собой следующим соотношением:

$$\xi_\omega = 1 + i \frac{4\pi\sigma_\omega}{\omega}. \quad (2.24)$$

Общее выражение для комплексной проводимости плазмы $\sigma_\omega = \sigma_\omega' + i\sigma_\omega''$ на частоте ω может быть записано в виде [39,40]:

$$\sigma_\omega = \frac{2}{3} \frac{e^2 n_e}{m} \int_0^\infty \frac{\varepsilon^{3/2} (v_{tr}(\varepsilon) + i\omega)}{\omega^2 + v_{tr}^2(\varepsilon)} \left(-\frac{\partial n(\varepsilon, t)}{\partial \varepsilon} \right) d\varepsilon, \quad (2.25)$$

где n_e - концентрация электронов в плазме.

Действительная часть этого выражения описывает диссипацию энергии электромагнитной волны в плазме, для коэффициента поглощения излучения с частотой ω запишем:

$$\mu_\omega = \frac{4\pi\sigma_\omega'}{c} = \frac{1}{3} \frac{\omega_p^2}{c} \int_0^\infty \frac{\varepsilon^{3/2} v_{tr}(\varepsilon)}{\omega^2 + v_{tr}^2(\varepsilon)} \left(-\frac{\partial n(\varepsilon, t)}{\partial \varepsilon} \right) d\varepsilon, \quad (2.26)$$

где $\omega_p^2 = 4\pi e^2 n_e / m$ - квадрат плазменной частоты электронного газа.

Из уравнений (2.24), (2.25) можно получить

$$\xi_\omega = 1 - \frac{2}{3} \frac{\omega_p^2}{\omega} \int_0^\infty \frac{\varepsilon^{3/2} (1 - i v_{tr} / \omega)}{\omega^2 + v_{tr}^2} \left(-\frac{\partial n}{\partial \varepsilon} \right) d\varepsilon. \quad (2.27)$$

Для случая, когда транспортная частота не зависит от энергии, выражение для комплексной диэлектрической проницаемости не зависит от вида ФРЭЭ и может быть записано в известном виде:

$$\operatorname{Re} \xi_{\omega} = 1 - \frac{\omega_p^2}{(\omega^2 + \nu_{tr}^2)}, \quad \operatorname{Im} \xi_{\omega} = \frac{\omega_p^2 \nu_{tr}}{(\omega^2 + \nu_{tr}^2)\omega}. \quad (2.28)$$

В случае слабоионизованной плазмы ($\omega_p \ll \nu_{tr}, \omega$), которая будет фигурировать в дальнейшем рассмотрении, для комплексного показателя преломления с учетом (2.28) имеем выражение

$$n_{\omega} = \operatorname{Re} n_{\omega} + i \operatorname{Im} n_{\omega} = 1 - \frac{\omega_p^2}{2(\omega^2 + \nu_{tr}^2)} + i \frac{\omega_p^2 \nu_{tr}}{2(\omega^2 + \nu_{tr}^2)\omega}, \quad (2.29)$$

В частности, из выражения (2.29) видно, что слабоионизованная плазма является оптически менее плотной средой по сравнению с неионизованным газом. Мнимая часть (2.29) ответственна за поглощение электромагнитного излучения с частотой ω в плазме [40]:

$$\mu_{\omega} = \frac{\omega}{c} \times \operatorname{Im} \xi_{\omega} = 2 \frac{\omega}{c} \times \operatorname{Im} n_{\omega} = \frac{\omega_p^2 \nu_{tr}}{c(\omega^2 + \nu_{tr}^2)}. \quad (2.30)$$

Для произвольной зависимости $\nu_{tr}(\varepsilon)$ мы имеем следующие интегральные выражения для показателя преломления и коэффициента поглощения, зависящие от конкретного вида функции распределения электронов:

$$\operatorname{Re} n_{\omega} = n_{\omega}' = 1 - \frac{2\pi\sigma_{\omega}''}{\omega} = 1 - \frac{1}{3} \omega_p^2 \int_0^{\infty} \frac{\varepsilon^{3/2}}{\omega^2 + \nu_{tr}^2} \left(-\frac{\partial n}{\partial \varepsilon} \right) d\varepsilon, \quad (2.31a)$$

$$\operatorname{Im} n_{\omega} = n_{\omega}'' = \frac{2\pi\sigma_{\omega}'}{\omega} = \frac{1}{3} \frac{\omega_p^2}{\omega} \int_0^{\infty} \frac{\varepsilon^{3/2} \nu_{tr}}{\omega^2 + \nu_{tr}^2} \left(-\frac{\partial n}{\partial \varepsilon} \right) d\varepsilon, \quad (2.31б)$$

$$\mu_{\omega} = \frac{4\pi\sigma_{\omega}'}{c} = \frac{2}{3} \frac{\omega_p^2}{c} \int_0^{\infty} \frac{\varepsilon^{3/2} \nu_{tr}}{\omega^2 + \nu_{tr}^2} \left(-\frac{\partial n}{\partial \varepsilon} \right) d\varepsilon. \quad (2.32)$$

Обычно ФРЭЭ убывает с увеличением энергии, т.е. $\partial n / \partial \varepsilon < 0$ и, следовательно, оба интеграла (2.31) положительны: $\sigma_{\omega}' > 0$ и $\sigma_{\omega}'' > 0$. Однако распределение электронов по энергии, возникающее в процессе фотоионизации газа ультракоротким лазерным импульсом, с неизбежностью содержит области с положительной производной $\partial n / \partial \varepsilon > 0$. Эти области вносят отрицательный вклад в интегралы (2.31) и (2.32) и, как следствие, уменьшают значение коэффициента поглощения. В [37,38] было обращено внимание на

то, что в области низких частот, соответствующих условию $\omega < \nu_{tr}$ (в рассматриваемых нами газах при атмосферном давлении это условие выполнено уже в субтерагерцовом диапазоне частот $\omega \leq 10^{12} \text{ с}^{-1}$), в газах с ярко выраженным эффектом Рамзауэра для функции распределения вида (2.10) значение интеграла (2.32) может оказаться отрицательным. В такой ситуации среда будет способна усиливать радиочастотное излучение. Действительно, из (2.32) получаем необходимое условие возникновения усиления сигнала:

$$\frac{d}{d\varepsilon} \left(\frac{\varepsilon^{3/2} \nu_{tr}(\varepsilon)}{\omega^2 + \nu_{tr}^2(\varepsilon)} \right) < 0, \quad (2.33)$$

которое должно быть выполнено в области существования фотоионизационного пика. В случае $\omega \ll \nu_{tr}$ из (2.33) с учетом $\nu_{tr} \sim \sqrt{\varepsilon} \sigma_{tr}(\varepsilon)$ получаем:

$$\frac{d}{d\varepsilon} \varepsilon / \sigma_{tr}(\varepsilon) < 0, \quad (2.34)$$

т.е. транспортное сечение должно расти с энергией быстрее, чем прямая пропорциональная зависимость. Зависимости $\varepsilon / \sigma_{tr}(\varepsilon)$ для исследуемых в работе инертных газов приведены на рис.2.9. Как видно, представленные данные показывают, что возникновение эффекта усиления в фотоионизационной плазме, созданной излучением с $\lambda = 248 \text{ нм}$, можно ожидать, прежде всего, в ксеноне. В то же время в аргоне в области энергий $0.8 < \varepsilon < 10 \text{ эВ}$ величина $\varepsilon / \sigma_{tr}(\varepsilon)$ практически постоянна, т.е. эффект усиления может иметь место лишь для медленных электронов в узком интервале энергий ($\varepsilon = 0.6 \div 0.8 \text{ эВ}$), что, по-видимому, трудно осуществить экспериментально. В дальнейшем все расчеты будут приводиться для случая ксеноновой плазмы.

В случае высоких частот ($\omega \gg \nu_{tr}$), как следует из (2.32), для достижения режима усиления необходимо, чтобы в области нахождения пика в спектре фотоэлектронов было выполнено условие

$$\frac{d}{d\varepsilon} (\varepsilon^2 \sigma_{tr}(\varepsilon)) < 0, \quad (2.35)$$

то есть транспортное сечение убывало с энергией быстрее, чем ε^2 . Как отмечалось в [38], такой характер зависимости $\sigma_{tr}(\varepsilon)$ нетипичен для известных газов. Однако, последнее неравенство может быть выполнено для атомов аргона в достаточно узком диапазоне энергий $0.12 - 0.23 \text{ эВ}$. Это обстоятельство привело к возможности экспериментального

наблюдения отрицательного поглощения (усиления) СВЧ излучения в послесвечении разряда, созданного в аргоне [50].

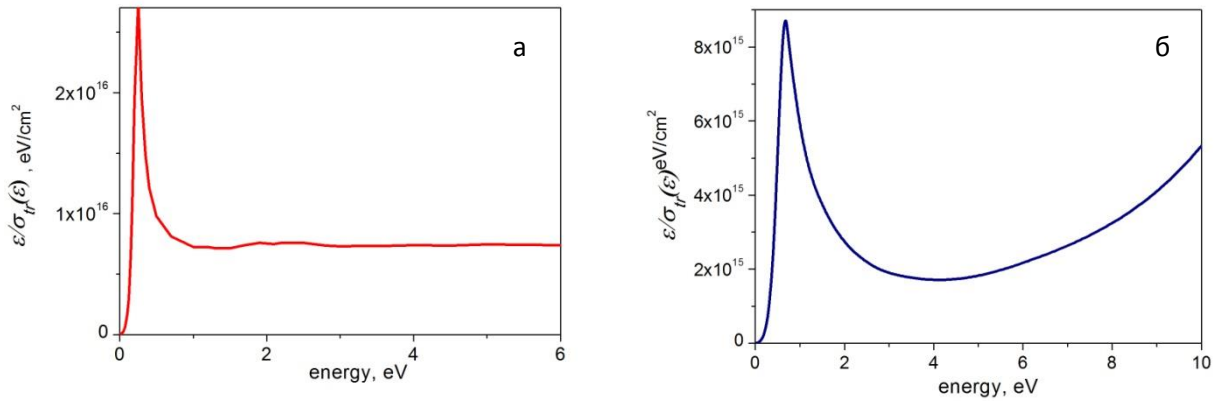


Рис.2.9. Зависимости $\varepsilon/\sigma_{tr}(\varepsilon)$ для аргона (а), ксенона (б) от энергии электронов.

Как уже отмечалось ранее, для низкочастотных полей ($\omega < \nu_{tr}$) значение интеграла в (2.31а) также может оказаться отрицательным, т.е. неравновесная плазма с $\partial n/\partial \varepsilon > 0$ будет являться оптически более плотной средой по сравнению с неионизованным газом⁴. Из (2.31) легко получить условие существования такой плазмы как оптически более плотной среды:

$$\frac{d}{d\varepsilon} \left(\frac{\varepsilon^{3/2}}{\omega^2 + \nu_{tr}^2} \right) < 0. \quad (2.36)$$

Для низкочастотного излучения ($\omega \ll \nu_{tr}$) из (2.36) получаем $\frac{d}{d\varepsilon} \varepsilon^{1/4} / \sigma_{tr} < 0$. Последнее неравенство является более мягким по сравнению с условием существования усиления в плазме и может быть выполнено для целого ряда атомарных и молекулярных газов. Выполнение условий (2.35) и (2.36) ведет к возможности использования плазменного канала одновременно для усиления и эффективного распространения СВЧ импульсов в режиме скользящих мод [9]. Процесс распространения СВЧ излучения в таком плазменном канале схематически изображен на рис.2.10 и основан на эффекте полного внутреннего отражения на границе с оптически менее плотной средой, которой в данном случае является неионизованный газ. Для плазмы ксенона при атмосферном давлении

⁴ В высокочастотном случае ($\omega \gg \nu_{tr}$) интеграл в (2.31) всегда положителен, а плазма является оптически менее плотной средой по сравнению с неионизованным газом.

такой режим распространения с усилением может быть реализован для диапазона частот вплоть до субтерагерцового.

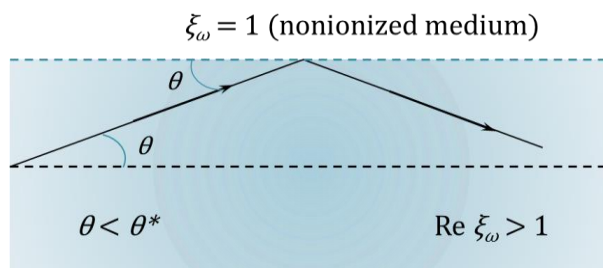


Рис.2.10. Распространение СВЧ излучения в плазменном волноводе скользящих мод. θ^* - угол полного внутреннего отражения.

Результаты расчета коэффициента усиления и диэлектрической проницаемости неравновесной плазмы.

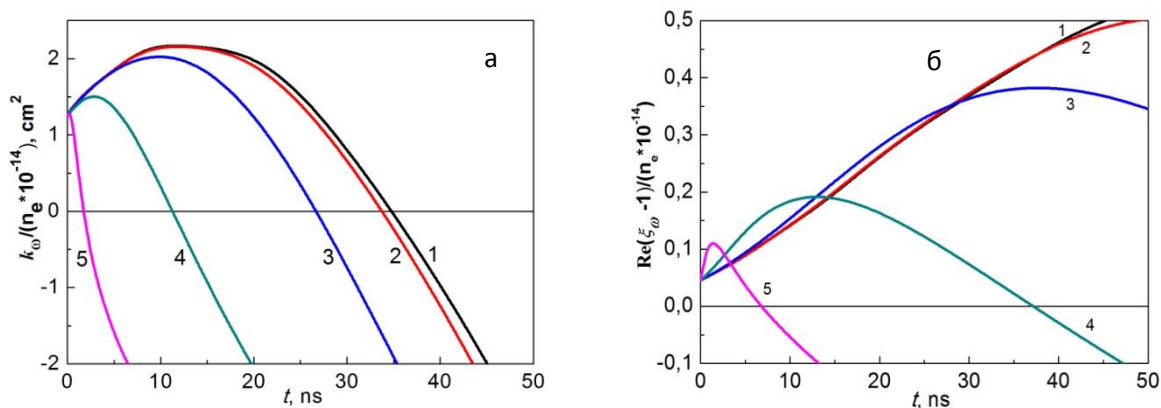


Рис.2.11. Коэффициент усиления (а) и действительная часть диэлектрической проницаемости (б) в пересчете на один электрон в плазме ксенона для различных электронных концентраций (cm^{-3}): 1 - 10^{10} , 2 - 10^{11} , 3 - 10^{12} , 4 - 10^{13} , 5 - 10^{14} . Отрицательные значения k_ω соответствуют поглощению электромагнитного излучения в плазме.

В данной главе представлены результаты численного расчета коэффициента усиления и диэлектрической проницаемости плазменного канала, созданного в ксеноне импульсом KrF лазера фемтосекундной длительности. На рис.2.11 изображены зависимости коэффициента усиления в плазме в пересчете на один электрон и действительной части диэлектрической проницаемости для частоты СВЧ излучения

$\omega = 5 \times 10^{11} \text{ c}^{-1}$ при различных концентрациях электронов в плазме. Как видно из рис. 11а, с увеличением концентрации электронов в канале величина k_ω возрастает пропорционально их концентрации, однако, рост концентрации электронов ускоряет процесс релаксации ФРЭЭ (см. рис. 2.5), что приводит к уменьшению времени существования положительного коэффициента усиления в плазме. Например, при концентрации электронов в канале на уровне 10^{13} см^{-3} коэффициент усиления достигает значения $k_\omega \approx 0.15 \text{ см}^{-1}$, а время существования положительного коэффициента усиления $\sim 10\text{-}12 \text{ нс}$. В случае $N_e = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ имеем $k_\omega \approx 0.02 \text{ см}^{-1}$, а время усиления $\sim 25 \text{ нс}$.

Что касается действительной части диэлектрической проницаемости плазмы $\text{Re } \xi_\omega - 1$, то на достаточно малых временах с ростом концентрации электронов оптическая плотность плазмы возрастает даже быстрее, чем линейная зависимость от n_e . Как и в случае усиления, время существования плазмы как оптически более плотной среды сокращается с увеличением концентрации из-за быстрой максвеллизации ФРЭЭ (см. рис.2.11б).

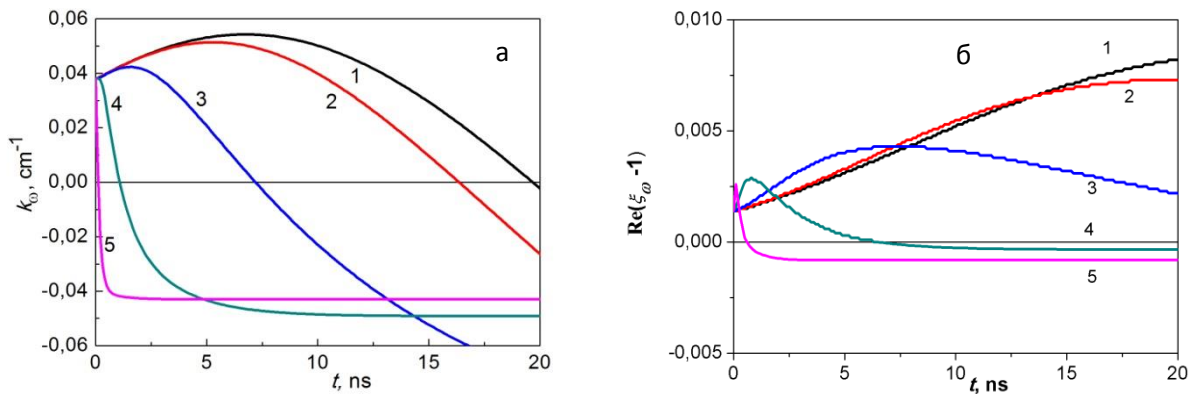


Рис.2.12. Коэффициент усиления электромагнитного излучения в плазменном канале в ксеноне (а) и действительная часть диэлектрической проницаемости (б) в зависимости от интенсивности излучения ($\text{Вт}/\text{см}^2$): 1 - 0, 2 - 10, 3 - 100, 4 - 10^3 , 5 - 10^4 . Расчеты проведены для концентрации электронов $n_e = 3 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ и частоты СВЧ излучения $\omega = 5 \times 10^{11} \text{ с}^{-1}$.

Результаты расчетов коэффициента усиления k_ω для различных значений интенсивности излучения с частотой $\omega = 5 \times 10^{11} \text{ с}^{-1}$, представленные на рис.2.12а, показывают, что интервал времени, в течение которого значение k_ω положительно, сокращается с 20 до 2 нс при возрастании интенсивности от нуля до $10^3 \text{ Вт}/\text{см}^2$, при

интенсивности излучения 10 кВт/см^2 усиливающие свойства плазменного канала сохраняются всего 0.1 нс . Фактически это означает, что СВЧ импульсы длительностью до 2 нс можно усиливать до интенсивности $\sim 1 \text{ кВт/см}^2$. Отметим также, наличие эффекта усиления электромагнитной волны в плазме предполагает, что учет влияния усиливаемого поля на ФРЭЭ в плазменном канале приводит к уменьшению энергии электронов в плазме канала, т.е. в рассматриваемых нами условиях электрическое поле радиочастотной волны ведет к охлаждению электронной компоненты плазмы. Данные, представленные на рис.2.13, действительно показывают, что учет влияния радиочастотного излучения приводит к более быстрому охлаждению плазмы на начальных временах релаксации ФРЭЭ.

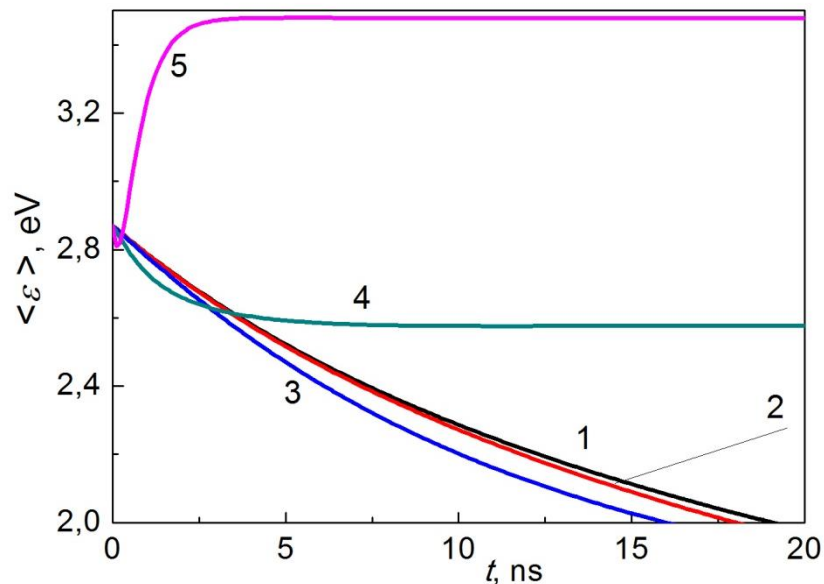


Рис.2.13. Зависимость средней по спектру энергии фотоэлектронов от времени в ксеноновой плазме для различных значений интенсивности радиочастотного излучения (Вт/см^2): 0 (1), 10 (2), 100 (3), 10^3 (4) и 10^4 (5).

Так, в диапазоне интенсивностей $0 - 100 \text{ Вт/см}^2$ средняя по спектру энергия электронов убывает с интенсивностью на интервале времени $20-25 \text{ нс}$, при интенсивности 10^3 Вт/см^2 более быстрое охлаждение электронов наблюдается лишь на временах $\approx 3 \text{ нс}$, а затем средняя энергия электронов выходит на стационарное значение $\approx 2.6 \text{ эВ}$, радиочастотное поле с интенсивностью 10 кВт/см^2 , наоборот, разогревает электронный газ, его средняя энергия возрастает от начального значения 2.87 эВ до $\approx 3.5 \text{ эВ}$ уже на временах $2-3 \text{ нс}$.

Аналитика для электродинамических свойств плазмы с неравновесностью ФРЭЭ в случае инертных газов.

Результаты численного решения уравнения (2.7) проведенные для ксенона и аргона в случае отсутствия влияния электрон-электронных соударений и транспортируемого СВЧ поля (см. рис. 2.4.), показывают, что на протяжении времени ~ 200 нс энергетический спектр электронов сохраняет форму узко локализованного пика, постепенно смещающегося в область меньших энергий. В такой ситуации для качественного анализа свойств плазменного канала ФРЭЭ целесообразно представить в виде δ -образного пика

$$n(\varepsilon, t)\sqrt{\varepsilon} = \delta(\varepsilon - \langle \varepsilon(t) \rangle), \quad (2.37)$$

где $\langle \varepsilon(t) \rangle = \int n(\varepsilon, t)\varepsilon^{3/2} d\varepsilon$ определяет среднюю по спектру энергию, как функцию времени.

Для функции распределения вида (2.37) учетом (2.19) интегралы (2.31) вычисляются элементарно. Имеем

$$\operatorname{Re} \xi_{\omega} = 1 - \frac{2}{3} \omega_p^2 \left(\frac{1}{\sqrt{\varepsilon}} \frac{d}{d\varepsilon} \frac{\varepsilon^{3/2}}{\omega^2 + \nu_{tr}(\varepsilon)} \right)_{\varepsilon=\langle \varepsilon(t) \rangle} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu^2(t)} \frac{\omega^2 - \frac{2}{3}(2\alpha - 1/2)\nu^2(t)}{\omega^2 + \nu^2(t)}, \quad (2.38)$$

$$\operatorname{Im} \xi_{\omega} = \frac{2}{3} \frac{\omega_p^2}{\omega} \left(\frac{1}{\sqrt{\varepsilon}} \frac{d}{d\varepsilon} \frac{\varepsilon^{3/2} \nu_{tr}(\varepsilon)}{\omega^2 + \nu_{tr}(\varepsilon)} \right)_{\varepsilon=\langle \varepsilon(t) \rangle} = \frac{2}{3} \frac{\omega_p^2 \nu(t)}{(\omega^2 + \nu^2(t))\omega} \frac{(\alpha + 2)\omega^2 + (1 - \alpha)\nu^2(t)}{\omega^2 + \nu^2(t)}. \quad (2.39)$$

Здесь $\nu(t) = \nu_{tr}(\langle \varepsilon(t) \rangle) = N\sigma_{tr}(\langle \varepsilon \rangle) \sqrt{2\langle \varepsilon \rangle / m}$ - транспортная частота, соответствующая средней по спектру энергии электронов. В области низких частот $\omega \ll \nu(t)$ из (2.38) и (2.39) имеем:

$$\operatorname{Re} \xi_{\omega} \approx 1 + \frac{2}{3} \frac{\omega_p^2}{\nu^2(t)} (2\alpha - 1/2), \quad (2.40)$$

$$\operatorname{Im} \xi_{\omega} \approx \frac{2}{3} \frac{\omega_p^2}{\nu(t)\omega} (1 - \alpha). \quad (2.41)$$

Как видно, для того, чтобы выполнялось условие $\operatorname{Re} \xi_{\omega} > 1$, необходимо потребовать $\alpha > 1/4$. Это условие в определенном диапазоне энергий выполнено для многих газов, и, в том числе, для аргона и ксенона. Условие возникновения усиления ($\alpha > 1$) является существенно более жестким. Например, оно выполнено для атомов ксенона, но не выполнено для атомов аргона, где $\alpha = 1$, и можно ожидать распространения электромагнитной волны без поглощения, но и без усиления.

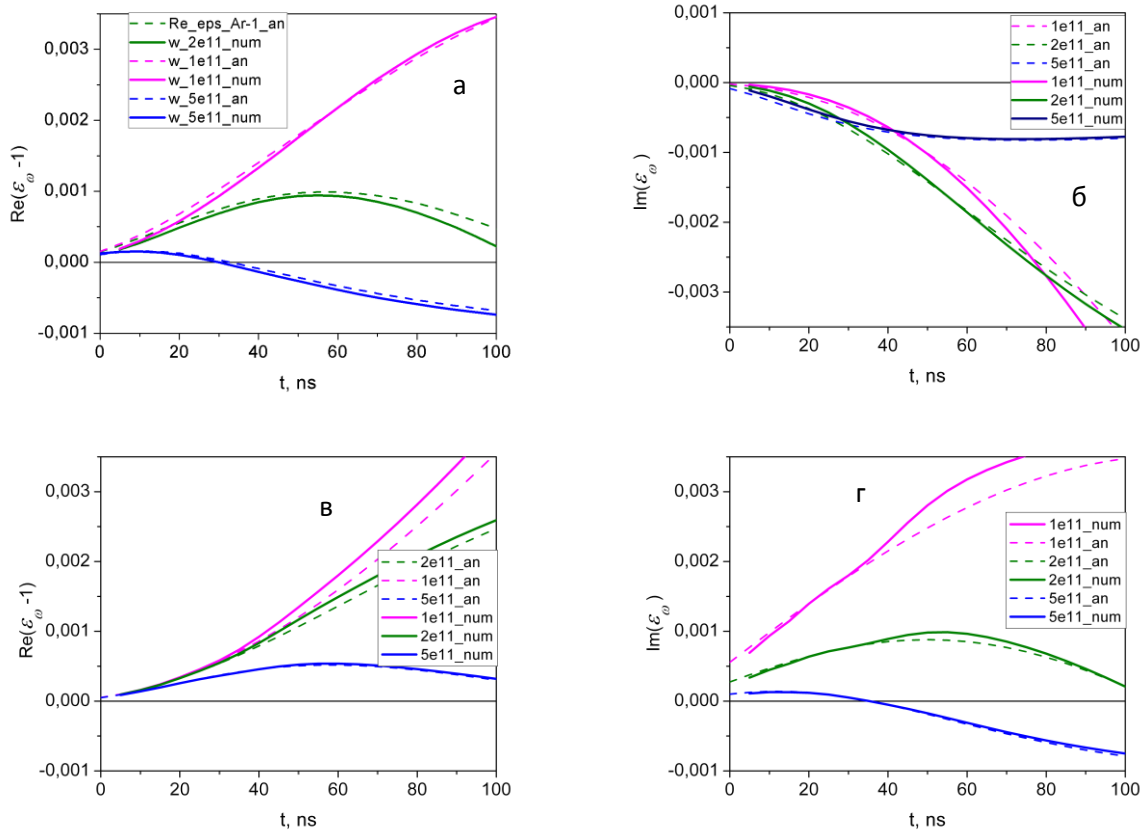


Рис.2.14. Зависимости от времени величин $\text{Re}(\xi_\omega - 1)$ и $\text{Im}\xi_\omega$, полученные по аналитическим выражениям (2.38) и (2.39) (пунктирные кривые) и в численных расчетах (сплошные кривые), для плазменного канала в аргоне (а) и в ксеноне (б). Частота СВЧ излучения $\omega = 10^{11}, 2 \times 10^{11}, 5 \times 10^{11} \text{ c}^{-1}$

Аналитические выражения (2.38) и (2.39), описывающие временные зависимости действительной и мнимой частей диэлектрической проницаемости в исследуемых газах, находятся в хорошем согласии с результатами численных расчетов на временах в несколько десятков наносекунд (рис.2.14). Это означает, что различие между аналитическим и численным решениями уравнения Больцмана (см. рис. 2.8) не оказывает существенного влияния на интегралы (2.31) и, более того, оказывается применимой аппроксимация ФРЭЭ δ -функцией. При этом, как и ожидалось, в плазме аргона реализуется волноводный режим распространения импульсов, причем для длительности импульсов ~ 10 нс эффектом затухания практически можно пренебречь, в то время как в случае ксенона импульс радиочастотного излучения, распространяясь по каналу, будет одновременно усиливаться. Отметим также, что с повышением частоты радиочастотного излучения обнаруженные нами аномальные свойства плазмы наблюдаются не так явно. И волноводный режим распространения, и возможность усиления (в случае ксеноновой

плазмы) могут быть реализованы на меньших временах, определяемых процессом релаксации ФРЭЭ. Дальнейшее повышение частоты в область $\omega \gg \nu_{tr}$ делает указанные режимы распространения невозможными.

2.3. Распространение СВЧ излучения в плазменном канале, созданном мощным фемтосекундным УФ лазерным импульсом

Волновое уравнение в приближении медленно меняющихся амплитуд.

В данном разделе на основе совместного решения волнового уравнения и кинетического уравнения Больцмана рассмотрим процесс распространения и усиления радиочастотного импульса в плазменном канале, созданном фемтосекундным импульсом KrF лазера в ксеноне. Если радиочастотное поле достаточно слабое и не влияет на электродинамические свойства плазмы, уравнение Больцмана может решаться независимо от волнового уравнения. В таком случае СВЧ импульс распространяется в плазменном канале с заданными свойствами, которые меняются с течением времени. Более сложным представляется ситуация, когда напряженность радиочастотного поля достаточно велика и оказывает влияние на эволюцию функции распределения электронов. Тогда применимым является метод самосогласованного анализа уравнений.

Как известно, процесс распространения электромагнитного излучения в среде описывается следующим волновым уравнением:

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial \vec{j}}{\partial t}. \quad (2.42)$$

Здесь \vec{E} - напряженность электрического поля волны, \vec{j} - плотность электрического тока в плазме, определяемая, в конечном счете, из решения кинетического уравнения Больцмана. Мы будем полагать, что радиочастотное поле является линейно поляризованным (вдоль оси X) и распространяется в Z – направлении.

Для численного анализа уравнения (2.42) мы будем использовать приближение медленно меняющихся амплитуд (ММА) [107]. В рамках этого приближения электрическое поле распространяющегося вдоль оси Z радиочастотного импульса $E(\vec{r}, t)$ представимо в виде:

$$E(\vec{r}, t) = E_0(\rho, z, t) \cdot \exp(i(kz - \omega t)). \quad (2.43)$$

Здесь E_0 - огибающая радиочастотного импульса, k - волновое число, $\omega = 5 \cdot 10^{11} \text{ c}^{-1}$ - частота излучения, ρ - поперечная координата.

В рамках двучленного приближения для уравнения Больцмана плазма является линейной средой, поэтому общее выражение для плотности электрического тока в плазме имеет следующий вид:

$$j(\vec{r}, t) = \int \sigma(\vec{r}, \tau) E(\vec{r}, t - \tau) d\tau, \quad (2.44)$$

где $\sigma(\vec{r}, \tau) = \frac{1}{2\pi} \int \sigma_\omega \exp(-i\omega\tau) d\omega$ и проводимость σ_ω определяется из выражения (2.43).

В пренебрежении временной дисперсией выражение (2.44) для плотности тока можно записать в более простом виде:

$$j(\vec{r}, t) = \sigma_\omega E(\vec{r}, t). \quad (2.45)$$

В дальнейшем мы будем считать, концентрация электронов в плазме канала достаточно мала ($n_e \leq 10^{13} \text{ см}^{-3}$), так что можно считать, что импульс распространяется по каналу со скоростью света. В этом случае $k = \omega/c$. Мы также будем считать, что проводимость плазмы является медленно меняющейся функцией времени и пространственной координаты, т.е. $|d\sigma_\omega/dt| \ll \omega|\sigma_\omega|$ и $|\nabla\sigma_\omega| \ll k|\sigma_\omega|$. В этом случае для огибающей радиочастотного импульса $E_0(\rho, z, t)$ можно получить:

$$ik \left(\frac{\partial E_0}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial E_0}{\partial t} \right) = -\frac{1}{2} \nabla_\perp^2 E_0 - i \frac{2\pi\sigma_\omega}{\omega} k^2 E_0 + \frac{2\pi}{c^2} \left(\sigma_\omega \frac{\partial E_0}{\partial t} \right) + \frac{2\pi}{c^2} \left(E_0 \frac{\partial \sigma_\omega}{\partial t} \right). \quad (2.46)$$

Для обсуждения физического смысла слагаемых в волновом уравнении перепишем (2.46):

$$ik \left(\frac{\partial E_0}{\partial z} + \frac{n_\omega}{c} \frac{\partial E_0}{\partial t} \right) = -\frac{1}{2} \nabla_\perp^2 E_0 + \frac{2\pi\sigma_\omega''}{\omega} k^2 E_0 + i \frac{1}{2} k k_\omega E_0 + \frac{2\pi}{c^2} \left(E_0 \frac{\partial \sigma_\omega}{\partial t} \right), \quad (2.47)$$

где $k_\omega = -\mu_\omega = 4\pi\sigma_\omega'/c$ - коэффициент усиления электромагнитного излучения в плазме (если $k_\omega < 0$, то плазма является поглощающей средой), $n_\omega = 1 + i \frac{2\pi\sigma_\omega}{\omega}$ - комплексный

показатель преломления. Первый член в правой части (2.47) описывает дифракционную расходимость электромагнитного импульса, второй характеризует фокусирующие (дефокусирующие) свойства плазмы, а третий - процесс усиления (поглощения) излучения в плазме. Последнее слагаемое в правой части (2.47) мало по сравнению с предыдущими и определяет малые поправки к фокусировке (дефокусировке) и усилению (поглощению) электромагнитного импульса.

В случае, если радиочастотное поле является достаточно слабым и не влияет на процесс релаксации ФРЭЭ в плазме канала (в наших условиях это условие можно считать выполненным для интенсивностей $I < 10 \text{ Вт/см}^2$), уравнение (2.47) является линейным и должно быть решено для заданного распределения параметров плазмы, которые определяются по ФРЭЭ, полученной путем численного интегрирования уравнения Больцмана. Если же радиочастотное поле оказывает существенное влияние на ФРЭЭ хотя

бы в каких-то областях пространства, уравнение (2.47) должно решаться самосогласованно с уравнением Больцмана для ФРЭЭ в каждой пространственной точке.

Мы рассматриваем ситуацию, когда $k_\omega > 0$ и $\sigma_\omega'' < 0$. Такой случай представляет интерес с точки зрения создания плазменного волновода, способного усиливать транспортируемое излучение. Из анализа процесса релаксации ФРЭЭ, проведенного выше, следует, что длительность процесса усиления τ_{ampl} в плазменном канале может составлять от нескольких наносекунд до 15 - 20 нс в зависимости от интенсивности усиливаемого импульса. Поэтому фемтосекундный лазерный импульс, распространяясь в газе, создает за собой пространственный след – область усиления, протяженностью $c \times \tau_{ampl}$ в несколько десятков сантиметров. То же самое касается фокусирующих свойств плазменного канала, однако протяженность зоны каналирования обычно в несколько раз больше. Таким образом, фемтосекундный лазерный импульс создает в газе плазменный канал, характеризующийся зонами усиления и каналирования (рис.2.15). Для наиболее эффективного усиления радиочастотного импульса в такой ситуации удобно реализовать режим, когда импульсы движутся в среде один за другим, так что радиочастотный импульс постоянно находится в зоне усиления, создаваемой лазерным импульсом.

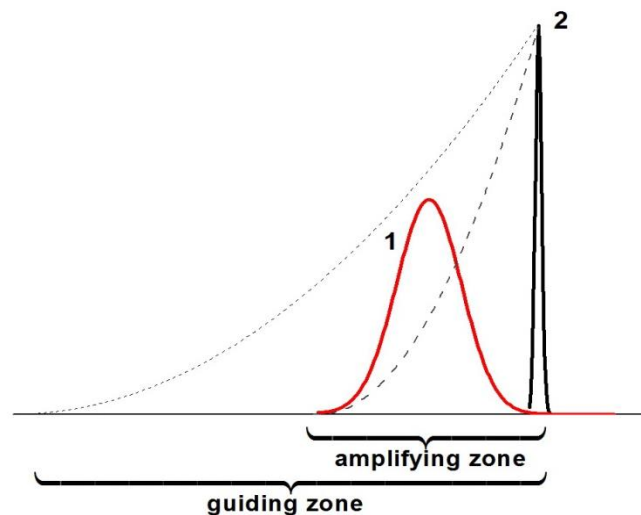


Рис.2.15. Пространственная структура СВЧ (1) и лазерного (2) импульсов в заданный момент времени. Пунктирные линии обозначают пространственные профили коэффициента усиления и показателя преломления, большего единицы, в плазменном канале.

Из уравнения (2.47) видно, что в случае $\text{Re } n_\omega = 1 - 2\pi\sigma_\omega''/\omega > 1$ фокусирующие свойства плазменного канала могут частично компенсировать дифракционную расходимость СВЧ импульса. Если выполнено условие

$$(\text{Re } n_\omega - 1)k^2 R^2 > 1 \quad (2.48)$$

(здесь R - радиус плазменного канала), то такой канал можно рассматривать как плазменный волновод, поддерживающий транспортировку сигнала без дифракционной расходимости. Для частоты СВЧ $\omega = 5 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$, $k = \omega/c \approx 16.7 \text{ см}^{-1}$ и $\Delta n_\omega = \text{Re } n_\omega - 1 \sim 0.001$ (см. Рис.2.11б) режим каналирования сигнала может быть реализован при $R > 2 \text{ см}$. Оценки на параметры лазерного импульса, с помощью которого можно создать в ксеноне плазменный канал радиуса $R \approx 2 \text{ см}$ с концентрацией электронов $n_e \sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$ дают следующее: интенсивность лазера $\sim 10^{10} \text{ Вт/см}^2$, длительность $\sim 0.1-1 \text{ пс}$, энергия $\sim 100 \text{ мДж}$.

Результаты численного решения волнового уравнения для распространения СВЧ импульса в плазменном волноводе.

Для численного интегрирования уравнения (2.47) удобно ввести новые переменные $\zeta = z$ и $\tau = t - z/c$ - сопутствующее время. Тогда учитывая, что лазерный импульс распространяется в среде со скоростью света, т.е. $\sigma_\omega(\rho, z, t) = \sigma_\omega(\rho, t - z/c) = \sigma_\omega(\rho, \tau)$, уравнение (2.47) перепишем в виде:

$$ik \frac{\partial E_0(\rho, \zeta, \tau)}{\partial \zeta} = -\frac{1}{2} \nabla_\perp^2 E_0 + \frac{2\pi\sigma_\omega'(\rho, \tau)}{\omega} k^2 E_0 + i\frac{1}{2} k k_\omega(\rho, \tau) E_0 + \frac{2\pi}{c^2} \left(E_0 \frac{\partial \sigma_\omega}{\partial \tau} \right) + \frac{2\pi}{c^2} \left(\sigma_\omega \frac{\partial E_0}{\partial \tau} \right) \quad (2.49)$$

Последнее слагаемое в правой части (2.49) отвечает за отличие скорости СВЧ импульса от скорости лазерного импульса.

Численное решение уравнения (2.49) реализовывалось методом конечных элементов⁵ в пространственной области размером $0 \leq \rho \leq \rho_{\text{max}} = 40 \text{ см}$, $0 \leq \zeta \leq z_{\text{max}} = 120 \text{ см}$. Полное время счета не превышало $t_{\text{max}} = z_{\text{max}}/c \approx 4 \text{ нс}$, что соответствовало распространению лазерного импульса на расстояние z_{max} . В качестве граничных условий

⁵ Этот алгоритм был реализован Волковой Е.А.

на удаленных границах $\rho = \rho_{\max}$ и $\zeta = z_{\max}$ значение электрического поля полагалось равным нулю. При $\zeta = 0$ задавался временной профиль радиочастотного импульса

$$E_0(\rho, \zeta = 0, \tau = t) = A \times R(\rho) \times \sin^2 \frac{\pi t}{\tau_p}, \quad (2.50)$$

где A - амплитуда радиочастотного импульса на оси $\rho = 0$, τ_p - его длительность, а функция $R(\rho)$ определяет радиальное распределение электрического поля. В дальнейшем мы полагали $\tau_p = 50T$ ($T = 2\pi/\omega$), что в случае $\omega = 5 \times 10^{11} \text{ с}^{-1}$ дает $\tau_p \approx 0.628 \text{ нс}$, а функция $R(\rho)$ аппроксимировалась гауссоидой:

$$R(\rho) = \exp\left(-\rho^2/2\rho_f^2\right), \quad (2.51)$$

ρ_f - радиус пучка радиочастотного излучения. Радиальный профиль концентрации электронов, созданной импульсом КГФ лазера, и определяющий величину коэффициента усиления (поглощения), также предполагался гауссовым

$$n_e(\rho) = n_e(\rho = 0) \times \exp\left(-\rho^2/2\rho_e^2\right), \quad (2.52)$$

где $n_e(\rho = 0)$ - концентрация электронов в центре плазменного канала, ρ_e - его ширина.

Шаги интегрирования по времени и координатам были равны: $\Delta t = \tau_p/512$, $\Delta z = c\Delta t$, $\Delta\rho = \rho_{\max}/640$. При этом для каждой пространственной точки ρ, ζ с целью определения коэффициента усиления интегрировалось уравнение Больцмана.

Обсудим сначала результаты численного интегрирования волнового уравнения (2.49) с граничными условиями (2.50)-(2.52) в режиме слабого поля, когда влиянием усиливаемого радиочастотного импульса на ФРЭЭ в плазме канала можно пренебречь.

Распределения интенсивности излучения $I = \frac{cE_0^2(\rho, \zeta, \tau)}{8\pi}$ для начального радиуса пучка и радиуса плазменного канала $\rho_f = \rho_e = 2 \text{ см}$ по переменной $\tau = t - z/c$ (при $\rho = 0$) и по радиальной переменной ρ (при $\tau = \tau_p/2$, что соответствует максимуму огибающей начального импульса) приведены на рис.2.16. Первое из этих распределений можно рассматривать, например, как временную огибающую импульса при различных фиксированных значениях z , или как распределение по z - координате при фиксированном значении времени. Точка $\tau = t - z/c = 0$ или $z = ct$ соответствует переднему фронту распространяющегося импульса, координата $\tau = t - z/c = \tau_p$ - его заднему фронту. Для

импульса длительностью $\tau_p = 50T$ его пространственная протяженность оказывается равна $c\tau_p \approx 1.9$ см. В рассматриваемом случае значение коэффициента усиления составляет $k_\omega \approx 0.04$ см⁻¹ и может считаться постоянным в течение всего времени процесса распространения (см. рис.2.12). Напряженность электрического поля E_0 увеличивается с длиной распространения примерно по экспоненциальному закону $E_0 \sim \exp(hz)$ с $h \approx 0.024$ см⁻¹. Это значение несколько превышает $k_\omega/2 \approx 0.019$ см⁻¹; отличие в коэффициентах усиления возникает благодаря эффекту фокусировки СВЧ сигнала в процессе распространения в плазменном волноводе. Что касается радиального распределения (см. рис. 2.16б), оно сохраняет гауссову форму в течение всего процесса распространения. Также хотелось бы отметить, что при $\Delta n_\omega \sim 0.001$ на длине распространения $z_{\text{max}} = 120$ см отличие скорости распространения СВЧ сигнала от скорости света несущественно.

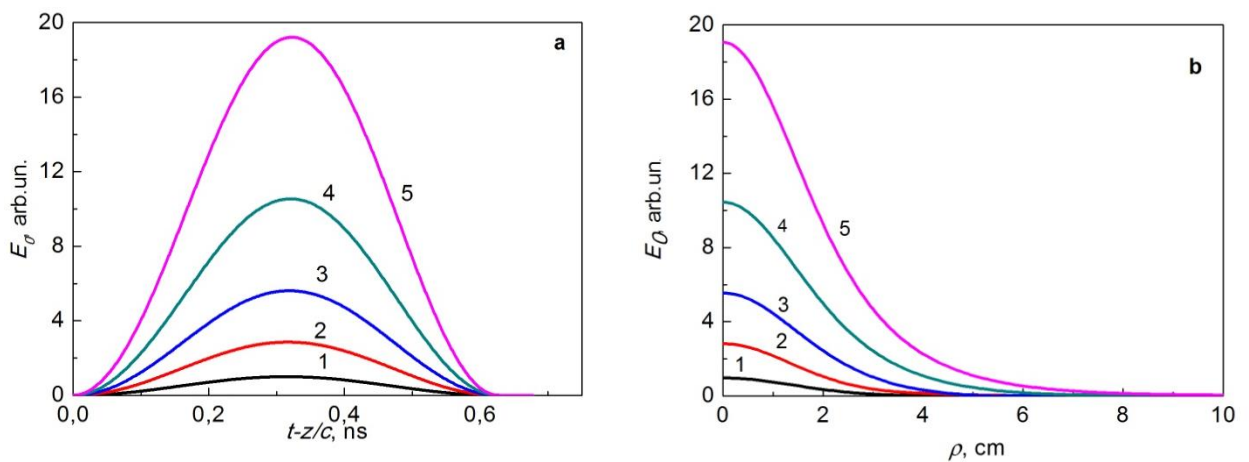


Рис.2.16. Временной (а) и радиальный (б) профили огибающей СВЧ импульса на различных длинах распространения z : 1 – 0 см, 2 – 30 см, 3 – 60 см, 4 – 90 см, 5 – 120 см. Начальная интенсивность импульса 0.1 Вт/см².

Особый интерес представляет собой случай начального импульса сравнительно высокой интенсивности, который в процессе усиления оказывает существенное влияние на эволюцию ФРЭЭ в плазменном канале. Результаты таких расчетов для начальной интенсивности излучения $I_0 = 10^3$ Вт/см² приведены на рис.2.17. Как видно, на той же длине распространения $L = 120$ см в этом случае происходит возрастание пиковой интенсивности радиочастотного импульса всего в 6 раз, причем форма импульса

существенно искажается, поскольку усиливается преимущественно передний фронт импульса. Как видно из представленных данных, центральная и задняя часть лазерного импульса на расстояниях $L > 60$ см попадают в область, где в результате перестройки ФРЭЭ уже наблюдается поглощение мощности сигнала, что ведет к уменьшению длительности импульса, а, следовательно, к уширению его спектра.

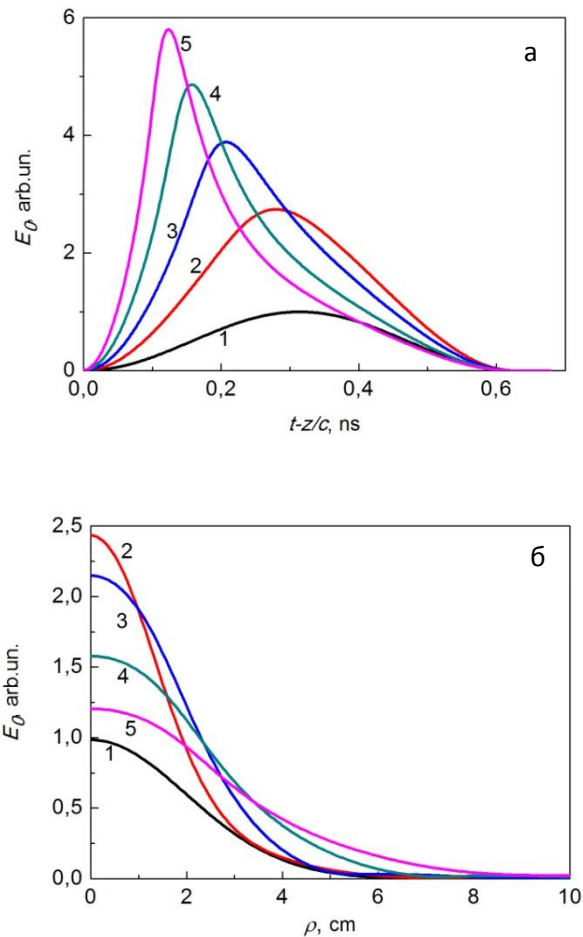


Рис.2.17. То же, что на рис.2.16, но для импульса с начальной пиковой интенсивностью 10^3 Вт/см².

Справедливость сказанного подтверждается также представленными данными по величине коэффициента усиления (поглощения) на оси канала в зависимости от переменной $\tau = t - z/c$, рассчитанному по ФРЭЭ при совместном решении волнового уравнения и кинетического уравнения Больцмана (см. рис.2.18). Как видно из приведенных на рис.2.18 данных, зона усиления сигнала непрерывно уменьшается по мере его распространения, и на расстоянии $L \approx 90$ см больше половины импульса оказывается в области поглощения. С другой стороны, поглощение частично компенсируется из-за локального возрастания показателя преломления плазмы $\text{Re } n_{\omega} - 1$ в

центральной части канала (см. рис. 2.19), что улучшает транспортирующие свойства канала. Но, тем не менее, для больших длин распространения в такой ситуации наблюдается быстрое сокращение длительности импульса, что накладывает существенные ограничения на возможность описывать процесс его распространения в рамках метода ММА.

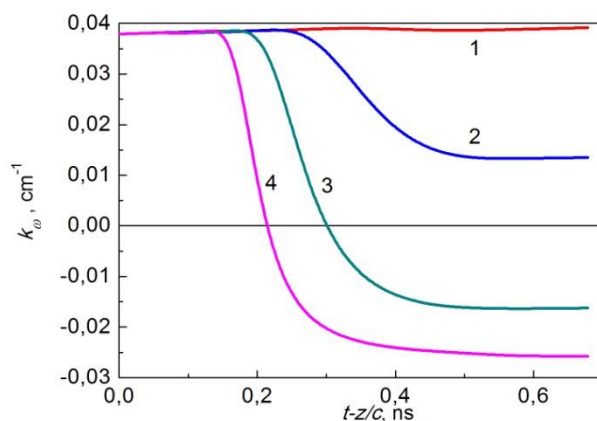


Рис.2.18. Временной профиль коэффициента усиления на различных длинах распространения z : 1 – 30 см, 2 – 60 см, 3 – 90 см, 4 – 120 см. Начальная интенсивность пучка 100 W/cm^2 , радиус плазменного канала $\rho_e = 2 \text{ см}$.

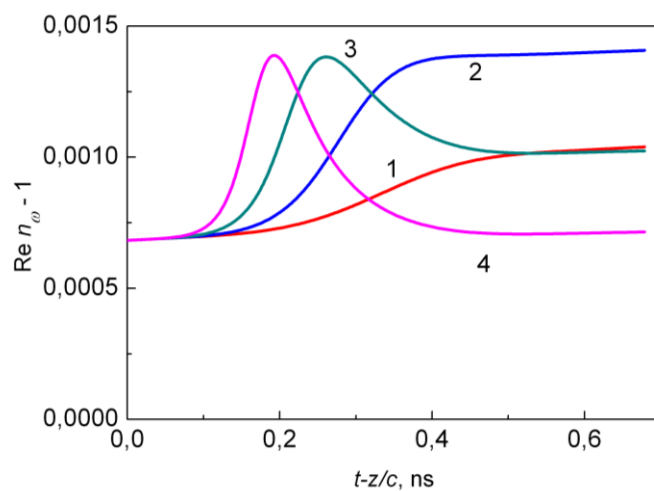


Рис. 2.19. Временные профили действительной части показателя преломления $\text{Re } n_\omega - 1$ на различных длинах распространения z : 1 – 30 см, 2 – 60 см, 3 – 90 см, 4 – 120 см. Начальная интенсивность пучка 100 W/cm^2 , радиус плазменного канала $\rho_e = 2 \text{ см}$.

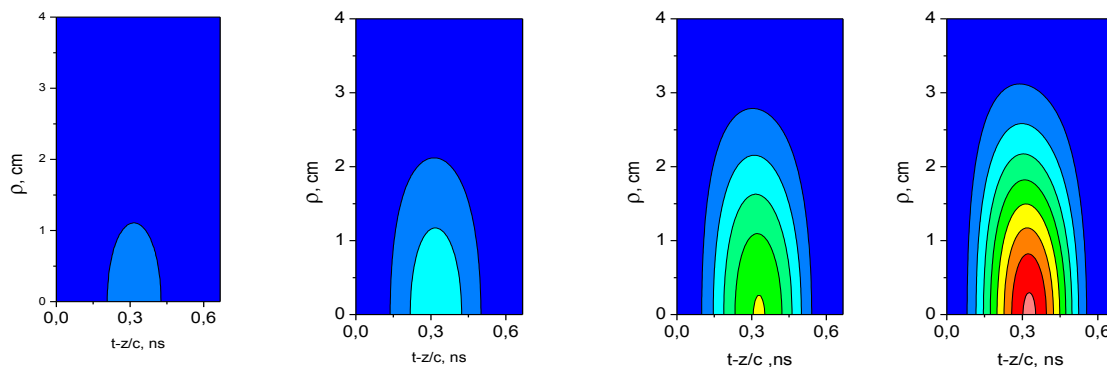


Рис.2.20а. Распределения интенсивности в импульсе для различных значений времени (1, 2, 3, 3.7 нс). Начальная интенсивность излучения 10 Вт/см^2 .

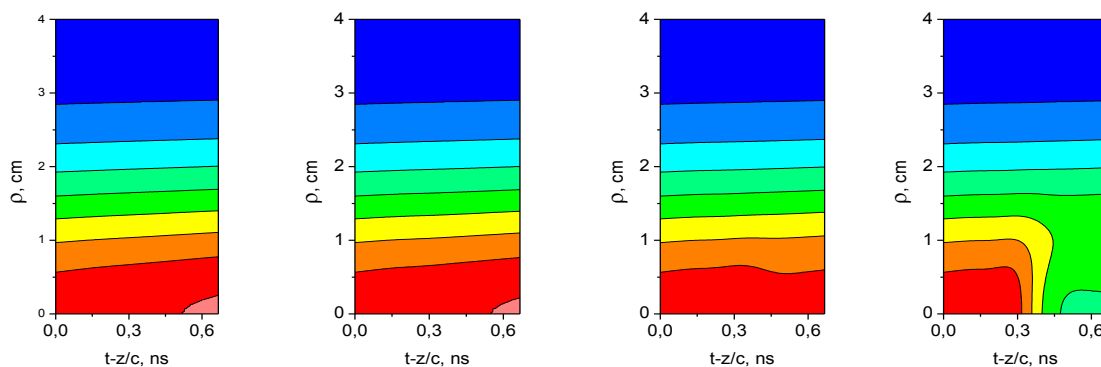


Рис.2.20б. Распределения коэффициента усиления (поглощения) в плазме при распространении радиочастотного импульса для различных значений времени (1, 2, 3, 3.7 нс). Начальная интенсивность излучения 10 Вт/см^2 . Линии уровня стоят через $2.5 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ в диапазоне $0.0025 - 0.02 \text{ см}^{-1}$.

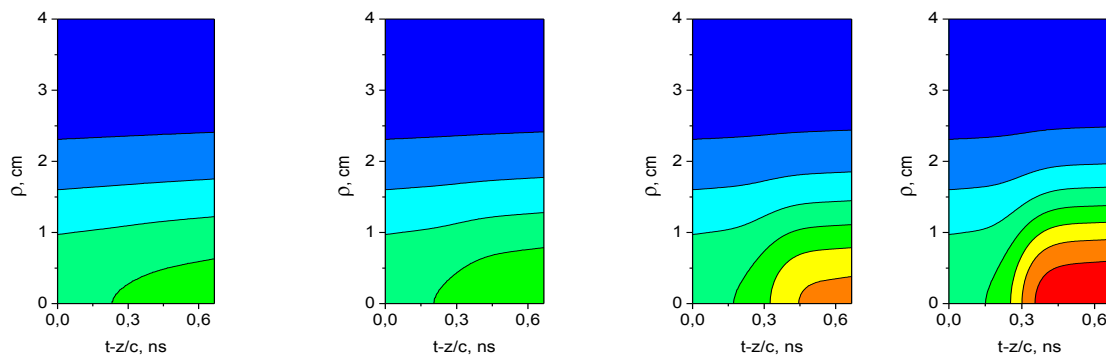


Рис.2.20в. Распределения показателя преломления ($n_\omega - 1$) в плазме. Начальная интенсивность излучения 10^3 Вт/см^2 . Линии уровня стоят через $3 \cdot 10^{-3}$ в диапазоне $0.003 - 0.024$.

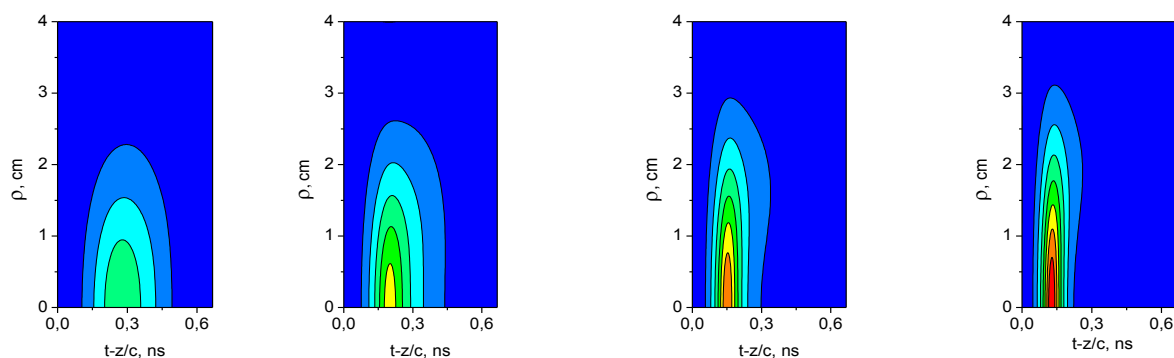


Рис.2.21а. Распределения интенсивности в импульсе для различных значений времени (1, 2, 3, 3.7 нс). Начальная интенсивность излучения 10^3 Вт/см².

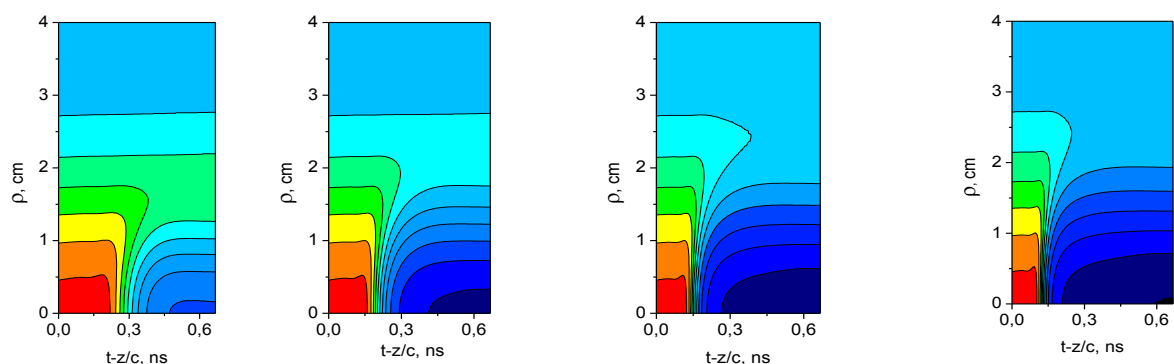


Рис.2.21б. Распределения коэффициента усиления/поглощения в плазме при распространении радиочастотного импульса для различных значений времени (1, 2, 3, 3.7 нс). Начальная интенсивность излучения 10^3 Вт/см². Линии уровня стоят через 10^{-3} см⁻¹ в диапазоне $-0.015 - 0.021$ см⁻¹.

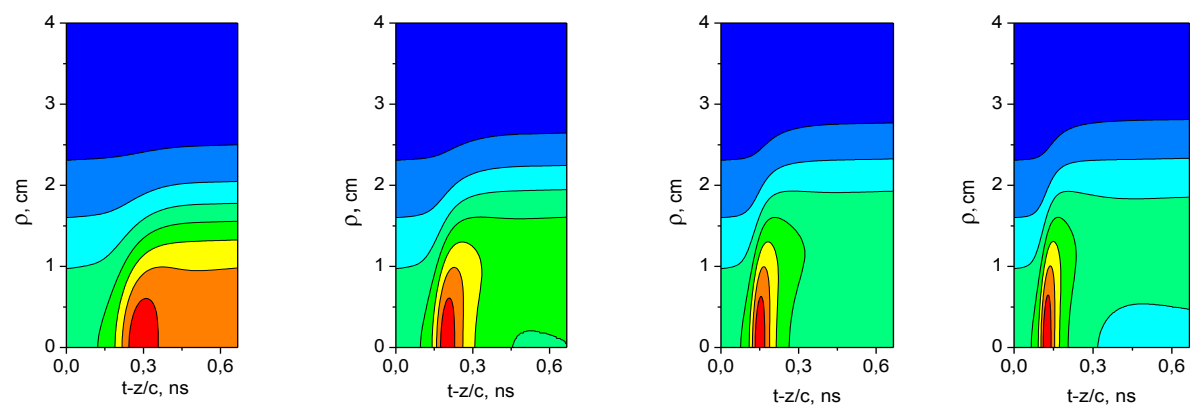


Рис.2.21в. Распределения показателя преломления ($n_\omega - 1$) в плазме. Начальная интенсивность излучения 10^3 Вт/см². Линии уровня стоят через $3 \cdot 10^{-3}$ в диапазоне $0.003 - 0.024$.

На рисунках 2.20 (а,б,в) и 2.21 (а,б,в) изображены двумерные распределения интенсивности СВЧ пучка, коэффициента усиления (поглощения), а также показателя преломления $(n_\omega - 1)$ при начальных значениях максимальной интенсивностей пучка 10 и 10^3 Вт/см² соответственно.

Проведенные нами расчеты позволяют оценить эффективность преобразования энергии импульса КгF лазера в радиочастотное излучение. Действительно, затраты энергии лазера на процесс ионизации атома ксенона составляют $3\hbar\omega = 15$ эВ. Значит, на длине распространения $L \approx 100$ см при плотности фотоэлектронов $n_e = 3 \times 10^{12}$ см⁻³ энерговклад в среду составляет $\sim 7 \times 10^{-4}$ Дж/см². С другой стороны, энергия начального импульса с пиковой интенсивностью 10^3 Вт/см² составляет $\sim 5 \times 10^{-7}$ Дж/см² и увеличивается почти на порядок на длине 100 см. Это означает, что в рассматриваемых нами условиях $\sim 1-1.5\%$ энергии, вложенной в плазму при фотоионизации газа преобразуется затем в энергию микроволнового излучения. Заметим, что коэффициент преобразования энергии может быть увеличен, в частности, за счет увеличения пространственной протяженности создаваемого плазменного канала.

Отметим также, что с практической точки зрения также может оказаться интересным случай, когда плазменный канал создается не за счет многофотонной ионизации газа, а за счет однофотонной ионизации легкоионизируемых примесей. В этом случае лазерный импульс, создающий канал, может иметь сравнительно невысокую интенсивность излучения. Однако, потенциал ионизации примеси должен быть выбран таким образом, что сформировать фотоионизационный пик в требуемом диапазоне энергий.

Анализ эффективности процесса усиления СВЧ импульсов.

В данной главе обсуждаются результаты расчета коэффициента усиления, полученные при различных параметрах входного СВЧ сигнала (его частота и интенсивность), а также при различных радиусах плазменного канала. В дальнейшем удобно будет ввести фактор усиления $g = E_0(z)/E_0(z=0)$ - отношение пиковой напряженности поля на длине распространения z к начальной пиковой напряженности. Зависимость фактора усиления от длины распространения при различных интенсивностях СВЧ импульса представлена на рис. 2.22. В диапазоне относительно низких интенсивностей фактор усиления не зависит от поля и достигает значения $g \approx 20$ на длине

распространения $L = 120$ см. Это означает, что в процессе распространения интенсивность пучка увеличивается в ~ 400 раз по сравнению с начальной. При больших интенсивностях входного пучка (более 100 Вт/см^2) наблюдается резкое уменьшение g -фактора вследствие существенного влияния поля на скорость релаксации ФРЭЭ. Важно также отметить наличие локального максимума фактора усиления при интенсивности СВЧ $\sim 10 \text{ Вт/см}^2$ на длине распространения $L = 120$ см. Максимум возникает из-за наличия дополнительного эффекта фокусировки в плазме (см. рис. 2.19), связанного с особенностями релаксации ФРЭЭ при данных значениях интенсивности СВЧ пучка.

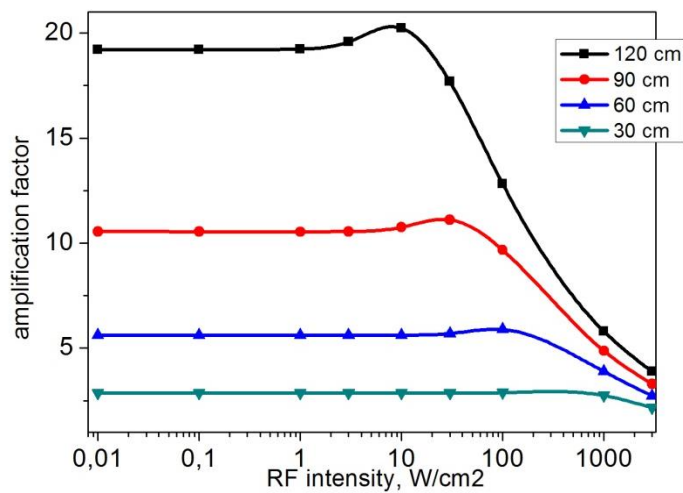


Рис. 2.22. Фактор усиления в зависимости от интенсивности входящего поля для различных длин распространения сигнала (30, 60, 90 и 120 см). Концентрация электронов $n_e = 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $\omega = 0.5$ ТГц, радиус канала 2 см.

Зависимость фактора усиления от радиуса плазменного канала представлена на рис. 2.23. Важно отметить, что в соответствии с выражением (2.48) эффективное усиление СВЧ импульсов достигается при радиусе плазменного канала $R \geq 2$ см. При радиусах канала $R < 1$ см эффекты усиления и фокусировки излучения не в состоянии скомпенсировать дифракционную расходимость пучка с заданной длиной волны, определяемую отношением λ/R . Как следствие, интенсивность транспортируемого импульса уменьшается по мере его распространения. Увеличение радиуса плазменного канала до 2-4 см ведет к насыщению фактора усиления на уровне $g = \exp(k_\omega L/2)$.

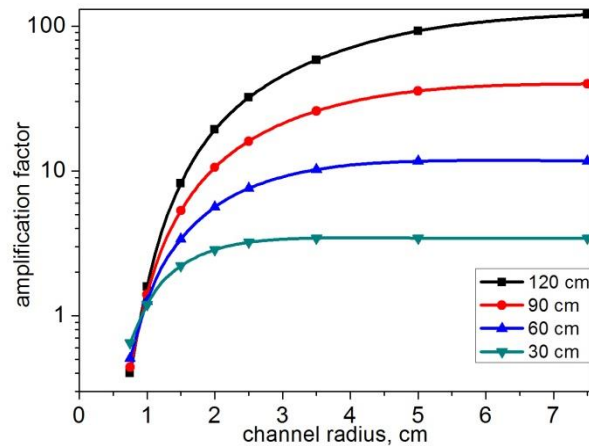


Рис. 2.23. Фактор усиления в зависимости от радиуса плазменного канала для различных длин распространения сигнала (30, 60, 90 and 120 cm). Концентрация электронов $n_e = 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $\omega = 0.5 \text{ ТГц}$, входная интенсивность поля $0,01 \text{ Вт/см}^2$.

Отметим, что существует оптимальный интервал частот СВЧ, которые можно усиливать в плазменном канале заданного радиуса (см. данные на рис. 2.24). Для $R=2 \text{ см}$ эффективное усиление можно наблюдать для частот около значения $\omega = 5 \times 10^{11} \text{ с}^{-1}$. Уменьшение частоты, а, следовательно, увеличение длины волны ведет к нарушению условия (2.48), определяющего режим каналирования сигнала. С другой стороны, увеличение частоты излучения ведет к нарушению условия существования усиления (2.34), которое выполняется в области низких частот ($\omega < \nu_{tr}$). При $\omega \geq \nu_{tr}$ коэффициент усиления становится отрицательным для любого радиуса плазменного канала. В рассматриваемой ситуации режим усиления может быть реализован для частот $\omega \leq 1.8 \text{ ТГц}$.

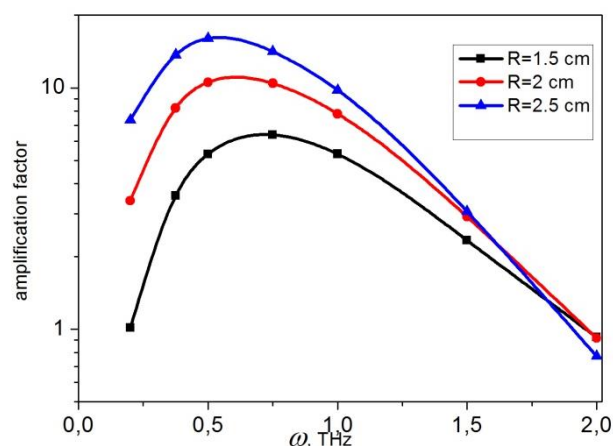


Рис. 2.24. Фактор усиления в зависимости от частоты СВЧ импульса для различных радиусов плазменного канала R . Концентрация электронов $n_e = 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, входная интенсивность поля $0,01 \text{ Вт/см}^2$; расчеты сделаны для длины распространения $L=90 \text{ см}$.

Все предыдущие результаты были получены в предположении, что лазерный и СВЧ импульсы запускаются в среду в один и тот же момент времени. С другой стороны, из данных на рис. 2.12а можно сделать вывод, что для увеличения фактора усиления нужно ставить временную задержку между импульсами. Величина задержки определяется концентрацией электронов в плазменном канале, и для значения $n_e = 3 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ составляет порядка 10 нс. Результаты, представленные на рис. 2.25, подтверждают вышесказанное. Оптимальная задержка между лазерным и СВЧ импульсами в данном случае ~ 7.5 нс. Благодаря увеличению коэффициента усиления и показателя преломления на начальных временах эволюции плазменного канала (см. рис. 2.12) наличие задержки между импульсами позволяет увеличить фактор усиления примерно в 5 раз.

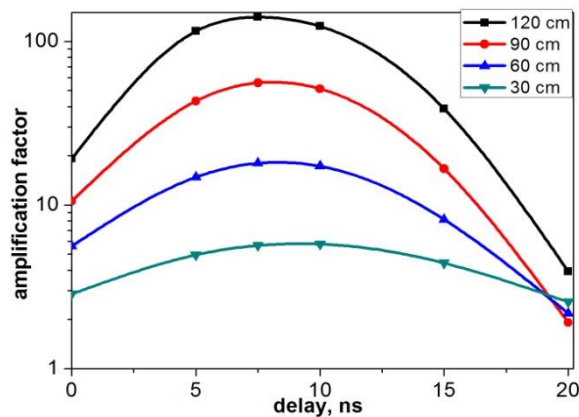


Рис. 2.25. Фактор усиления в зависимости от задержки между лазерным и СВЧ импульсами для различных длин распространения сигнала (30, 60, 90 и 120 см). Концентрация электронов $n_e = 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, входная интенсивность поля $0,01 \text{ Вт/см}^2$, радиус канала 2 см.

Заключение к Главе 2.

На основании проведенных исследований можно сделать следующие выводы.

- Плазменный канал, созданный в газах мощным фемтосекундным УФ лазерным импульсом, характеризуется сильной неравновесностью электронного спектра, что может привести к возможности использования такого канала для усиления СВЧ импульсов. Было показано, что ксеноновая плазма имеет ряд преимуществ по сравнению с другими атомарными и молекулярными газами. На основе численного решения уравнения Больцмана исследована временная динамика коэффициента усиления при различных

концентрациях электронов в плазме, а также при различных начальных интенсивностях усиливаемого СВЧ импульса.

- Показано, что плазменный канал с сильной неравновесностью ФРЭЭ, созданный мощным УФ лазерным импульсом, может характеризоваться показателем преломления больше единицы, т.е. быть оптически более плотной средой по сравнению с неионизованным газом. Определены условия реализации таких свойств канала. Построены временные зависимости показателя преломления плазмы для различных концентраций электронов в плазме и интенсивностей СВЧ поля. Предложено использовать такой плазменный канал как диэлектрический волновод, в котором возможно эффективное распространение сигнала.

- Проведено аналитическое решение уравнения Больцмана в инертных газах и получены зависимости от времени электродинамических свойств релаксирующей неравновесной плазмы, находящиеся в хорошем согласии с соответствующими численными данными.

На основе численного самосогласованного решения уравнения Больцмана и волнового уравнения для распространения СВЧ импульса показано, что исследуемый плазменный канал может поддерживать эффективное распространение одновременно с усилением СВЧ сигнала.

- Проанализирована эффективность процесса усиления в зависимости от частоты и интенсивности СВЧ импульса, а также радиуса плазменного канала.

Глава 3. Распространение и усиление микроволнового излучения в плазменном канале, создаваемом в воздухе мощным фемтосекундным импульсом крипто-фторового лазера

Постановка задачи

Данная глава диссертации посвящена исследованию процессов распространения и усиления субтерагерцового излучения в воздушной плазме. На основе кинетического уравнения Больцмана исследуется динамика релаксации плазменного образования, созданного в результате ионизации воздуха мощным фемтосекундным лазерным импульсом. Обращается внимание на то, что в воздухе релаксация функции распределения электронов определяется в основном колебательными возбуждениями молекул азота. Вследствие быстрой релаксации функции эффект усиления излучения в такой плазме имеет место на временах порядка пикосекунд, что позволяет усиливать короткие субтерагерцовые импульсы длительностью от одного до нескольких циклов. На основе совместного самосогласованного численного интегрирования волнового уравнения в приближении медленно меняющихся амплитуд и кинетического уравнения Больцмана для функции распределения электронов по энергиям, рассматривается процесс распространения радиочастотного импульса субтерагерцового диапазона в воздушной плазме. Результаты данной главы опубликованы в статьях [43,56,59] и материалах конференций [67,71].

3.1. Кинетическое уравнение Больцмана для эволюции энергетического спектра фотоэлектронов

Формирование плазменного канала. Фотоионизация газов ультракоротким лазерным импульсом

Аналогично тому, как было рассмотрено во второй главе диссертации для случая инертных газов, формирование начального энергетического спектра в плазменном канале происходит только в процессе многофотонной ионизации молекул воздуха, в то время как лавинной ионизацией и упругими соударениями электронов с нейтральными молекулами в условиях данной задачи можно пренебречь.

В случае УФ ионизирующего лазерного импульса ($\hbar\Omega \approx 4-5$ eV, что соответствует эксимерным лазерам и 3й гармонике Ti-Sa лазера) при интенсивностях $I \leq 10^{13}$ Вт/см² вероятность ионизации молекул O₂ представляет собой кубическую зависимость от интенсивности излучения: $w_i \sim I^3$. Для молекул N₂ мы имеем 4х-фотонную ионизацию. В относительно слабых полях с интенсивностью $\sim 10^{10}-10^{12}$ W/cm² в соответствии с теорией возмущений вероятность 3х-фотонного процесса значительно превышает вероятность 4х-фотонного. Таким образом, плазменный канал формируется в основном за счет 3х-фотонной ионизацией молекул O₂. Пренебрегая также штарковским сдвигом границы континуума, положение первого пика в спектре соответствует энергии $\varepsilon_0 = 3\hbar\Omega - I_i$, где $I_i \approx 12.08$ эВ – потенциал ионизации молекулы кислорода, Ω – частота лазера. Для исследуемого диапазона интенсивностей степень ионизации молекул воздуха к концу лазерного импульса длительности $\tau_p \sim 100$ фс может быть оценена как $\alpha = N_e/N \approx 10^{-7} \div 10^{-6}$ [108]. Здесь N_e - концентрация электронов в плазме.

Уравнение Больцмана для эволюции спектра электронов в двучленном приближении

Для анализа эволюции спектра электронов в воздушной плазме мы аппроксимируем начальный спектр электронов Гауссовой функцией (см. формулу 2.10 гл. 2), удовлетворяющей условию нормировки (2.11). В случае спектрально-ограниченного импульса его спектральная ширина может быть записана как $\Delta\nu \sim 1/\tau_p$. При условии, что фотоэлектронный спектр формируется в результате 3х-фотонной ионизации молекул кислорода, для длительности импульса $\tau_p \sim 50 \div 100$ фс, получаем $\Delta\varepsilon \approx 0.2$ эВ. Надпороговая ионизация не учитывается.

Кинетическое уравнение Больцмана для исследования эволюции плазменного канала в воздухе можно записать в следующем виде [39,40]:

$$\frac{\partial n(\varepsilon, t)}{\partial t} \sqrt{\varepsilon} = \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left(\frac{e^2 E_0^2 v_{tr}(\varepsilon)}{3m(\omega^2 + v_{tr}^2)} \varepsilon^{3/2} \frac{\partial n}{\partial \varepsilon} \right) + \sum_i \frac{2m}{M_i} \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left(v_{tr}^{(i)}(\varepsilon) \varepsilon^{3/2} \left(n(\varepsilon, t) + T_g \frac{\partial n(\varepsilon, t)}{\partial \varepsilon} \right) \right) + Q_{ee}(n) + Q^*(n). \quad (3.1)$$

В отличие от уравнения Больцмана, приведенного в главе 2, второе слагаемое в правой части уравнения (3.1) содержит суммирование упругих соударений по

компонентам смеси. Здесь M_i ($i=1,2$) – массы азота и кислорода соответственно, $v_{tr}(\varepsilon) = \sum_i v_{tr}^{(i)}(\varepsilon)$ – сумма транспортных частот компонент смеси, $v_{tr}^{(i)} = N_i \sigma_{tr}^{(i)}(\varepsilon) \sqrt{2\varepsilon/m}$ – вклад транспортной частоты i -й компоненты газа. $\sigma_{tr}^{(i)}(\varepsilon)$ – упругие сечения рассеяния для молекул N_2 ($i=1$) и O_2 ($i=2$), $N_1 = 0.79 \times N$ и $N_2 = 0.21 \times N$ – концентрации азота и кислорода в воздухе соответственно. Интегралы электрон-электронных и неупругих соударений записываются аналогично формулам (2.8) и (2.9) главы 2.

Уравнение (3.1) с начальным условием (2.10) решалось численно с использованием явной схемы в диапазоне энергий $\varepsilon = 0 - 6$ эВ. Упругие и неупругие сечения рассеяния для молекул N_2 и O_2 были взяты из [49,109]. Транспортное сечение рассеяния электронов на молекулах воздуха представлено на рис. 3.1. Существенной особенностью данного сечения является быстрорастущий участок в диапазоне энергий 1.5 – 2.3 эВ. Позже будет показано, что эта особенность сечения ответственна за усиление радиочастотного излучения в плазме.

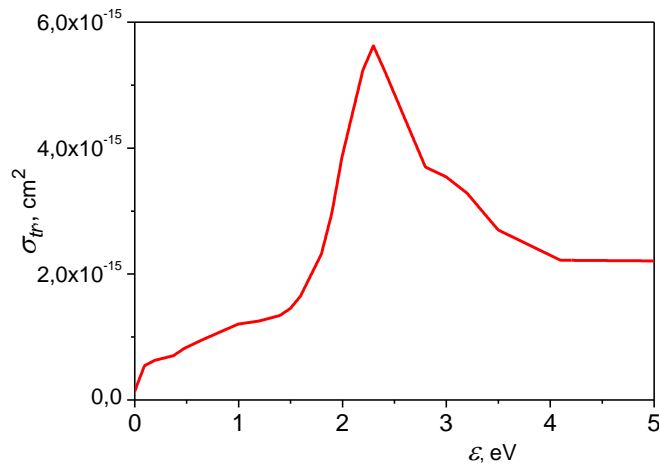


Рис. 3.1. Транспортное сечение рассеяния электронов на молекулах воздуха.

Среди ряда неупругих сечений столкновений электронов с молекулами азота и кислорода наиболее существенными оказываются колебательные возбуждения молекулы $N_2(X^1\Sigma^+)$. Эти сечения велики в диапазоне энергий $\sim 2-4$ эВ (см. рис. 3.2) и тем самым определяют временную эволюцию ФРЭЭ. Нижний порог возбуждения электронных состояний молекулы азота $N_2(A^3\Sigma^+)$ имеет энергию 6.17 эВ. Это означает, что электронные возбуждения азота не оказывают влияние на процесс релаксации спектра. Что касается молекул кислорода, то помимо колебательных возбуждений, необходимо учитывать также возбуждение низколежащих электронных состояний $O_2(a^1\Delta)$ and $O_2(b^1\Sigma)$.

Однако сечения колебательных возбуждений $O_2(X^3\Sigma)$, $O_2(a^1\Delta)$ и $O_2(b^1\Sigma)$ меньше, чем сечения колебательных возбуждений азота, следовательно последние определяют основной вклад в эволюцию спектра электронов. Электрон-электронные соударения, определяемые слагаемым Q_{ee} , как известно, ведут к более быстрой максвеллизации ФРЭЭ. Влияние межэлектронных соударений в зависимости от степени ионизации плазмы будет анализироваться позже.

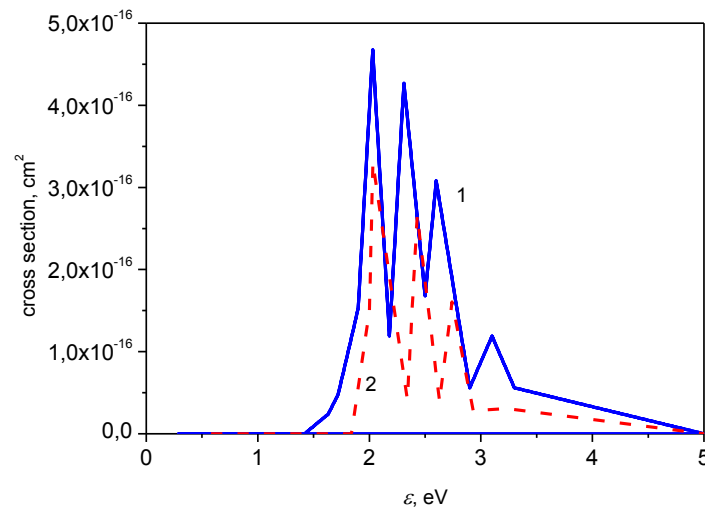


Рис.3.2. Сечения колебательных возбуждений молекулы азота: $N_2(X^1\Sigma^+, v=1)$ - 1, $N_2(X^1\Sigma^+, v=2)$ - 2.

Полученная из уравнения (3.1) ФРЭЭ позволяет вычислить временную динамику оптических свойств воздушной плазмы, созданной мощным лазерным импульсом. Выражения для комплексной проводимости $\sigma(\omega) = \sigma'(\omega) + i\sigma''(\omega)$ на частоте ω и коэффициента усиления μ_ω аналогичны формулам (2.25) и (2.26) главы 2:

$$\sigma(\omega) = \frac{2}{3} \frac{e^2 N_e}{m} \int_0^\infty \frac{\varepsilon^{3/2} (v_{tr}(\varepsilon) + i\omega)}{\omega^2 + v_{tr}^2(\varepsilon)} \left(-\frac{\partial n(\varepsilon, t)}{\partial \varepsilon} \right) d\varepsilon, \quad (3.2)$$

$$\mu_\omega = \frac{4\pi\sigma'}{c} = \frac{8\pi}{3} \frac{e^2 N_e}{mc} \int_0^\infty \frac{\varepsilon^{3/2} v_{tr}(\varepsilon)}{\omega^2 + v_{tr}^2(\varepsilon)} \left(-\frac{\partial n(\varepsilon, t)}{\partial \varepsilon} \right) d\varepsilon. \quad (3.3)$$

Одним из основных результатов 2й главы являлась идея о том, что в неравновесной плазме с ФРЭЭ типа (2.10) возможно усиление электромагнитного излучения с частотой $\omega \ll v_{tr}$. Условие усиления в пределе низких частот определялось следующим выражением:

$$\frac{d}{d\varepsilon} \varepsilon / \sigma_{tr}(\varepsilon). \quad (3.4)$$

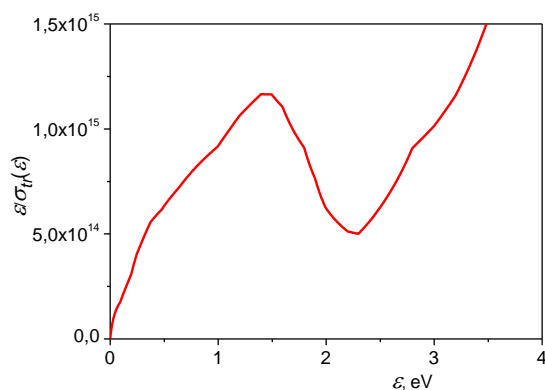


Рис.3.3. Величина $\varepsilon/\sigma_{tr}(\varepsilon)$ для электронов в воздушной плазме.

Было показано (см. Гл. 2), что наличие минимума Рамзауэра в транспортном сечении рассеяния для атомов ксенона и аргона и, как следствие, быстрорастущего с энергией диапазона сечения $\sigma_{tr}(\varepsilon)$ ведет к эффекту усиления электромагнитного излучения в плазме, созданной в инертном газе мощным фемтосекундным лазерным импульсом. Кислород, так же как и азот, не характеризуются минимумом Рамзауэра. Однако, транспортное сечение молекул азота характеризуется довольно большим положительным значением производной $d\sigma_{tr}/d\varepsilon$ в диапазоне энергий $\sim 1.5\text{--}2.3$ эВ, что обеспечивает выполнение условия (3.4) (см. рис. 3.3). Это означает возможность получения отрицательного поглощения в воздушной плазме при условии, что пик спектра фотоэлектронов локализован в соответствующем диапазоне энергий.

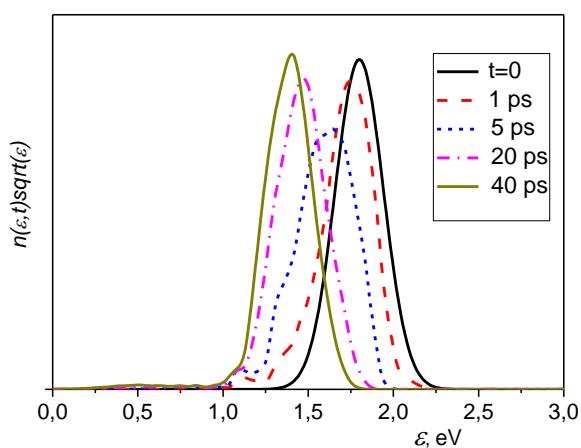


Рис. 3.4. ФРЭЭ в воздушной плазме в различные моменты времени после воздействия фемтосекундного импульса Ti-Sa лазера. Начальное распределение характеризуется средней энергией $\varepsilon_0 = 1.8$ эВ. Концентрация электронов в плазме $N_e = 10^{13}$ см⁻³.

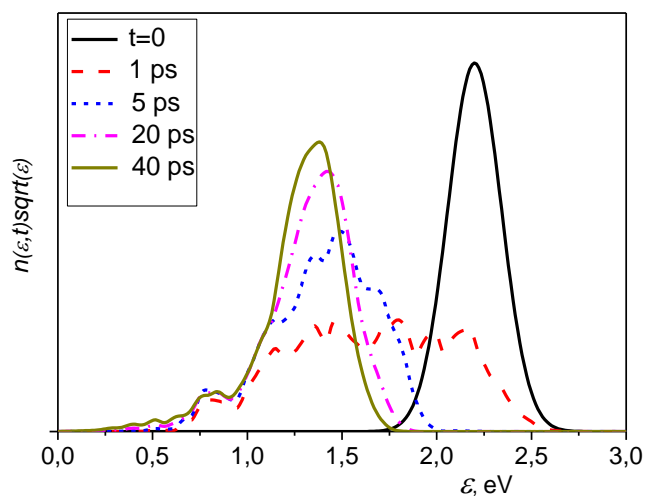


Рис.3.5. ФРЭЭ в воздушной плазме в различные моменты времени после воздействия фемтосекундного импульса Ti-Sa лазера. Начальное распределение характеризуется средней энергией $\varepsilon_0 = 2.2$ эВ. Концентрация электронов в плазме $N_e = 10^{13}$ см $^{-3}$.

Численный счет временной эволюции функции распределения представлен для различных положений фотоионизационного пика в начальный момент времени в диапазоне энергий $\varepsilon_0 = 1.6 - 2.5$ эВ и концентрации электронов $N_e = 10^{13}$ см $^{-3}$. Рис. 3.4 соответствует начальному положению пика $\varepsilon_0 = 1.8$ эВ, а рис. 3.5 – начальному положению $\varepsilon_0 = 2.2$ эВ. Как видно из рисунков, для случая начального распределения с $\varepsilon_0 = 1.8$ эВ (данное значение энергии приблизительно соответствует ионизации молекул кислорода 3й гармоникой Ti:Sa лазера) ФРЭЭ представляет собой четко выраженный гауссов профиль, постепенно смещающийся в область меньших энергий. Пока средняя энергия электронов превышает значение ~ 1.5 эВ (см. зависимость на рис. 3.3) мы можем наблюдать отрицательный коэффициент поглощения в исследуемой плазме. Важно отметить, что для больших значений средней энергии начального распределения ($\varepsilon_0 = 2.2$ эВ) временная динамика спектра существенно отличается от представленной на рис.3.4 (см. рис. 3.5). Вследствие больших величин сечений колебательных возбуждений молекул N_2 электронами с энергиями более ~ 2.0 эВ характерное время релаксации ФРЭЭ для начального пика с $\varepsilon_0 = 2.2$ эВ падает, инверсная населенность спектра пропадает, а электроны оказываются распределенными в интервале энергий $1.0 - 2.2$ эВ уже на временах порядка 1 пс. Позже гауссова функция распределения формируется вновь, однако средняя энергия фотоэлектронов к этому моменту оказывается меньше 1.5 эВ.

Следовательно, ожидаемый эффект усиления радиочастотного излучения в данной ситуации не реализуется.

ФРЭЭ, полученные в численном счете уравнения Больцмана, использовались для вычисления коэффициента усиления ($k_{\omega} = -\mu_{\omega}$) воздушной плазмы для различных положений начального распределения электронов и частоты усиливаемого излучения (см. рис. 3.6 и 3.7 соответственно). Соответствующие данные, представленные на рис. 3.6, явно демонстрируют возможность усиления в том случае, если положение начального пика по энергии не превышает значения ~ 2.25 эВ. С другой стороны, средняя энергия пика в начальный момент времени не должна быть меньше 1.5 эВ. Максимальное значение коэффициента усиления может быть получено для положения пика $\varepsilon_0 = 1.8$ эВ. Как было упомянуто ранее, данная энергия соответствует 3х-фотонной ионизации лазерным импульсом с частотой примерно $\hbar\Omega \approx 4.63$ эВ, которая близка к частоте 3й гармоники Ti-Sa лазера. Для выбранного оптимального положения начального пика существование положительного коэффициента усиления возможно лишь на временах порядка 20 пс (в отличие от плазмы ксенона, где усиление возможно в течение нескольких десятков нс – см. Глава 2). Это означает, что такой плазменный канал в воздухе оказывается пригодным для усиления ультракоротких радиочастотных импульсов длительностью несколько периодов поля. Например, для $\omega = 5 \times 10^{11}$ с⁻¹ возможно усиление 2х-циклового импульса. Зависимость коэффициента усиления от частоты усиливаемого поля изображена на рис 3.7. Из рис. видно, что значение коэффициента усиления монотонно падает с ростом частоты и одновременно уменьшается интервал, в течение которого существует усиление сигнала. Если условие $\omega < \nu_{ir}$ нарушается, то усиление оказывается невозможным даже на очень коротких временах.

Как видно из формулы (3.3), коэффициент усиления пропорционален концентрации электронов в плазме. Однако известно, что наличие межэлектронных соударений приводит к более быстрой максвеллизации спектра [39], и, как следствие, ухудшает эффект усиления. Согласно [39], электрон-электронные соударения при наличии неупругих процессов с порогом возбуждения I^* оказывают значительное влияние на эволюцию спектра электронов в плазме если выполнено следующее условие:

$$\alpha = N_e / N \geq (\sigma^* / \sigma_{ee}) (I^* / \varepsilon), \quad (3.5)$$

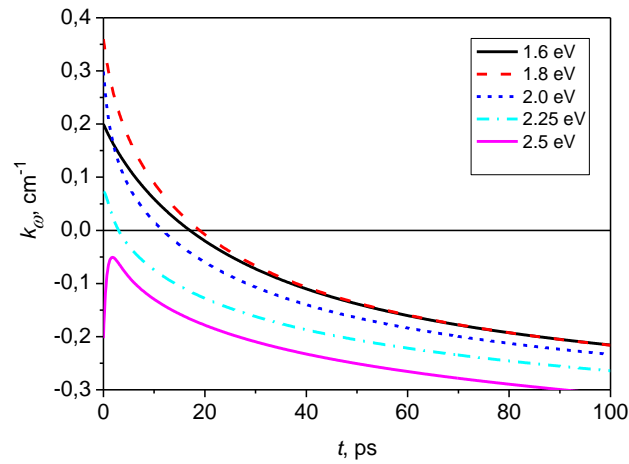


Рис 3.6. Временная зависимость коэффициента усиления излучения с частотой $\omega = 5 \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1}$ в плазменном канале в воздухе при различных энергиях начального пика фотоэлектронов.

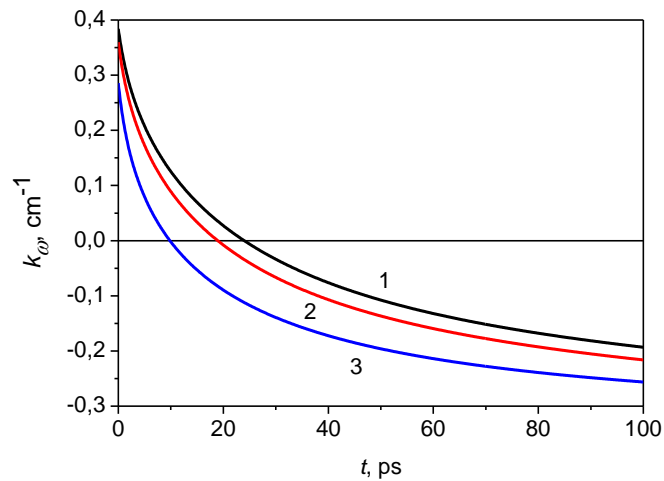


Рис 3.7. Временная зависимость коэффициента усиления радиочастотного излучения с частотами (с^{-1}) $2 \cdot 10^{11}$ (1), $5 \cdot 10^{11}$ (2) and 10^{12} (3) в воздушной плазме. Начальное положение пика фотоэлектронов $\varepsilon_0 = 1.8 \text{ эВ}$.

где σ_{ee} - сечение кулоновских соударений и σ^* - сечение неупругого процесса. Условие (3.5) для энергий порядка $\varepsilon \approx 2 \text{ эВ}$ выполнено для $\alpha \geq 10^{-3} \div 10^{-4}$ или при $N_e \geq 3 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$. В реальности, численные данные свидетельствуют о том, что электрон-электронные соударения начинают оказывать влияние уже при концентрации $N_e = 3 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$. При такой концентрации электронов временной интервал, в течение которого возможно усиление, оказывается примерно на 10 процентов короче, чем в случае $N_e = 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

Все результаты, представленные ранее, были получены в предположении, что усиливаемое радиочастотное поле достаточно слабое и не влияет на эволюцию ФРЭЭ. Это

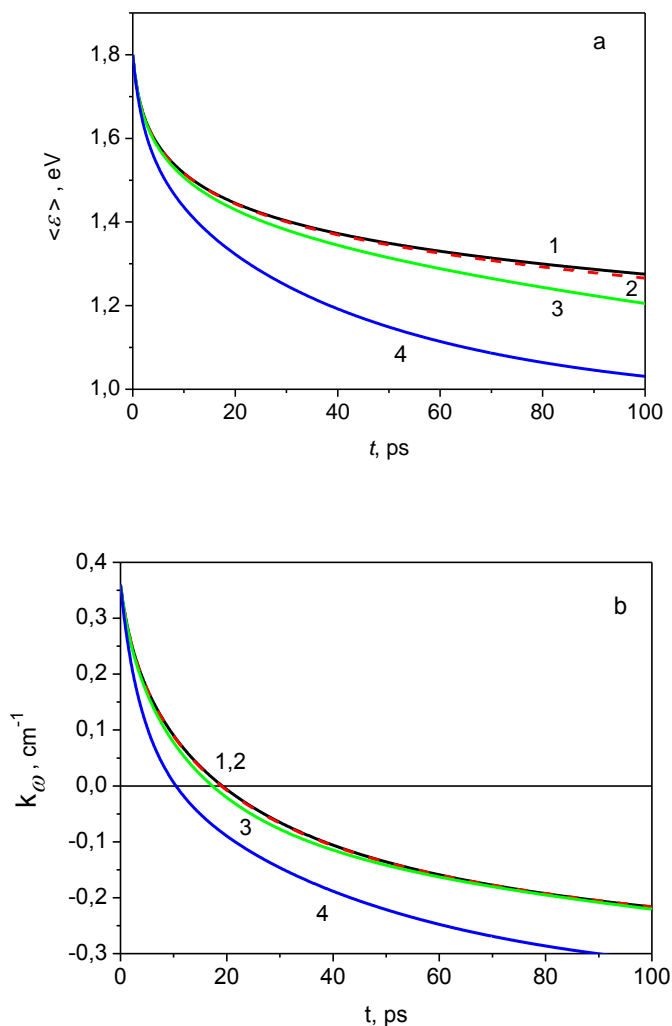


Рис.3.8. Временная динамика средней энергии электронов (а) и коэффициента усиления электромагнитного излучения с частотой $\omega = 5 \times 10^{11} \text{ s}^{-1}$ (б) при интенсивностях усиливаемого сигнала ($\text{Вт}/\text{см}^2$) 0 (1), 100 (2), 10^3 (3) and 10^4 (4) в плазменном канале в воздухе.

верно в том случае, если энергетическая диффузия электронов, вызванная радиочастотным полем, меньше диффузии, определяемой упругими соударениями электронов с нейтральными атомами (молекулами) газа, а также межэлектронными соударениями. Оценивая коэффициент диффузии в пространстве энергий вследствие наличия транспортируемого поля (мы рассматриваем низкочастотные поля с $\omega \ll \nu_{tr}$) как

$$D_\omega \sim \frac{e^2 E_0^2 \varepsilon}{3m\nu_{tr}},$$

можно определить условие применимости нашего подхода:

$$\frac{e^2 E_0^2}{3m v_{tr}^2} < \max \left\{ \frac{2m}{M} T_g, \langle \varepsilon \rangle \frac{v_{ee}}{v_{tr}} \right\}. \quad (3.6)$$

Здесь $\langle \varepsilon \rangle$ - средняя по спектру энергия электронов. Например, для $\langle \varepsilon \rangle \approx 2$ эВ, $T_g = 300$ К и концентрации электронов $N_e = 10^{13}$ см⁻³ условие (3.6) справедливо для интенсивностей усиливаемого импульса $< 10^3$ Вт/см². Оценка (3.6) подтверждается численными расчетами. Данные полученные для средней по спектру энергии электронов и коэффициента усиления в зависимости от времени изображены на рис.3.8. Из рисунка видно, что наличие внешнего радиочастотного поля ведет к дополнительному охлаждению электронов: увеличение интенсивности поля сопровождается быстрым уменьшением средней энергии электронов. Как результат, время существования положительного коэффициента усиления существенно сокращается при интенсивностях, близких к 10^3 Вт/см².

Распространение радиочастотных импульсов в плазменном канале

Процесс распространения электромагнитного импульса в воздушной плазме описывается волновым уравнением, которое было подробно рассмотрено в разделе 2.3 Главы 2. Однако в случае воздуха, когда речь идет о распространении импульсов, состоящих всего из нескольких циклов, применимость приближения медленно-меняющихся амплитуд может быть поставлена под сомнение. Кроме того, эволюция ФРЭЭ в воздухе происходит достаточно быстро, поэтому неравенство $|d\sigma/dt| \ll \omega\sigma$ не будет выполняться с хорошей точностью. В такой ситуации целесообразно решать задачу с помощью точного решения волнового уравнения (2.42), что несомненно сложнее, чем решать приближенное уравнение (2.46). Но все же волновое уравнение в приближении медленно-меняющихся амплитуд дает хорошее качественное согласие даже в случае коротких импульсов [110-112].

Для изучения распространения ультракороткого СВЧ импульса в плазменном канале в воздухе мы ограничимся случаем слабых полей, когда усиливаемое поле не влияет на эволюцию ФРЭЭ. Аналогично случаю инертных газов, мы полагаем радиочастотный импульс с огибающей $E_0(t) \sim \sin^2(\pi/\tau_p)$, где $\tau_p = 2T$ - длительность двухциклового импульса (для заданной частоты $\omega = 2\pi/T$). Профили огибающей радиочастотного

импульса $|E_0(\rho, t - z/c, \tau)|$ для плазменного канала радиусом $\rho_0 = 2$ см и концентрации электронов в плазме 10^{12} см $^{-3}$ в зависимости от запаздывающего времени $\tau = t - z/c$ (при $\rho = 0$), а также радиальные профили интенсивности представлены на рис. 3.9 для начальной пиковой интенсивности импульса 10 Вт/см 2 . Аналогично распространению многоцикловых импульсов в ксеноне, временные зависимости коэффициента усиления существенны также при распространении двухцикловых радиочастотных импульсов. Из рисунка 3.9 видно, что преимущественно усиливается передний фронт импульса, тогда как задний фронт оказывается локализован в области малого коэффициента усиления или даже поглощения. Таким образом, временной профиль импульса искажается, и импульс укорачивается (см. рис. 3.9а).

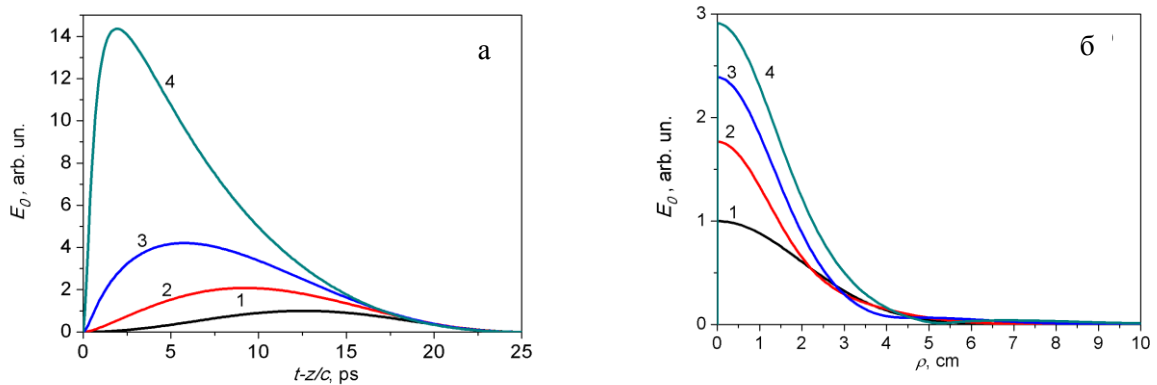


Рис.3.9. Временной (а) и радиальный (б) профили огибающей двухциклового импульса в плазменном канале в воздухе на различных длинах распространения z : 1 – 0 см, 2 – 30 см, 3 – 60 см, 4 – 90 см. Начальная интенсивность импульса 10 Вт/см 2 .

Результаты численного решения волнового уравнения в случае слабого поля, когда усиливаемый импульс не влияет на электродинамические свойства плазмы изображены на рис.3.10а. Для исследуемых параметров импульса (пиковая интенсивность 1 Вт/см 2 , двухцикловый импульс с частотой $\omega = 5 \times 10^{11}$ с $^{-1}$) можно видеть значительное усиление сигнала – в 4 раза уже на длине распространения 9 см. Аналогичные данные для больших интенсивностей начального сигнала (10 4 Вт/см 2) можно видеть на рис. 3.10б. В данном случае максимум интенсивности импульса достигает удвоенного значения начальной интенсивности. Вследствие более быстрой релаксации ФРЭЭ время усиления сокращается, поэтому эффект сжатия импульса более выражен, чем для случая на рис.3.9.

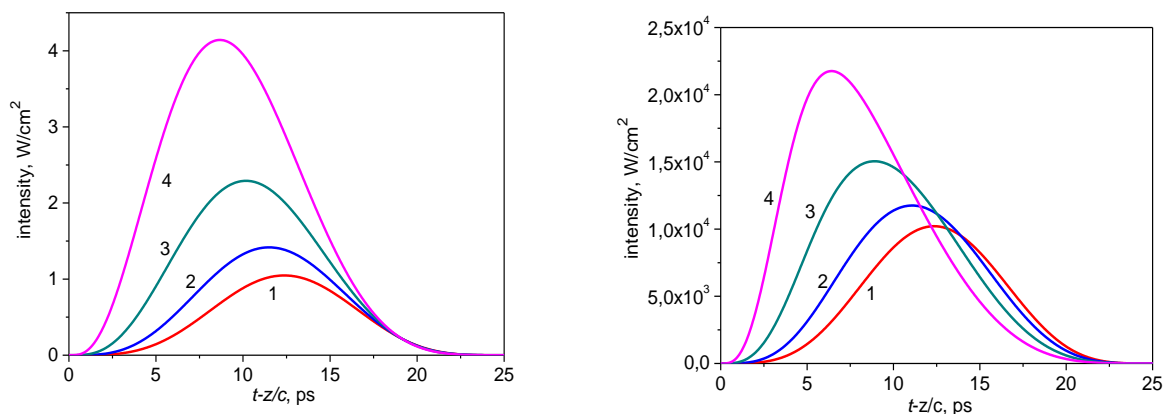


Рис.3.10. Временной профиль интенсивности усиливаемого сигнала на различных длинах распространения z : 1 – 0.75 см, 2 – 3 см, 3 – 6 см, 4 – 9 см. Начальная интенсивность импульса $1 W/cm^2$ (а) и $10^4 W/cm^2$ (б).

Заключение к Главе 3.

В данной главе были представлены результаты исследования процесса усиления субтерагерцового излучения в плазменном канале, созданном в воздухе мощным фемтосекундным импульсом 3й гармоники Ti-Sa лазера. Показано, что вследствие быстрой релаксации ФРЭЭ в воздушной плазме, обусловленной в основном влиянием колебательных возбуждений молекул азота, в таком плазменном канале возможно усиление только ультракоротких субтерагерцовых импульсов длительностью несколько циклов. На основе численного решения уравнения Больцмана совместно с волновым уравнением был проанализирован процесс распространения субтерагерцового импульса при различных начальных интенсивностях последнего. Показано, что в отличие от импульсов распространяющихся в плазменном канале в ксеноне, такие импульсы сильно искажаются в процессе распространения даже в случае небольших интенсивностей радиочастотного поля, что обусловлено релаксацией плазмы канала в пикосекундном масштабе времени. Как следствие, плазменный волновод в воздухе может быть использован для усиления и компрессии радиочастотных импульсов.

Глава 4. Плазма, поддерживаемая высокоэнергетичным электронным пучком, как среда для усиления электромагнитного излучения субтерагерцового диапазона.

Постановка задачи

В данной главе анализируются свойства плазмы, созданной электронным пучком в газовых смесях, характеризующихся минимумом Рамзауэра в транспортном сечении рассеяния и большими значениями прилипательных сечений в низкоэнергетичной области спектра. Показано, что такая плазма может быть использована как среда для усиления электромагнитного излучения субтерагерцового диапазона частот. Проведен численный анализ эволюции функции распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) на примере смеси Хе – F₂. Исследуемая ФРЭЭ содержит растущий с энергией электронов участок спектра, на котором реализуется инверсная населенность континуума. Именно этот участок является ответственным за возникновение положительного коэффициента усиления в газовой смеси. Исследована динамика коэффициента усиления в зависимости от частоты усиливаемого излучения и параметров плазмы (например концентрация электронов).

Результаты данной главы опубликованы в статье [54] и материалах конференций [64].

4.1. Кинетическое уравнение Больцмана для эволюции энергетического спектра электронов в смеси Хе-F₂

Кинетическое уравнение Больцмана для эволюции плазменного канала в смеси Хе-F₂ записывается аналогично формуле (3.1) главы 3, где функция $n(\varepsilon)$ нормирована согласно условию:

$$\int n(\varepsilon, t) \sqrt{\varepsilon} d\varepsilon = N_e(t) \quad (4.1)$$

(N_e - концентрация электронов в плазме).

Уравнение Больцмана для данной задачи решалось в предположении, что колебательные и электронные возбуждения молекулы фтора [113] не влияют на эволюцию спектра электронов. Это имеет место, если относительная концентрация молекул фтора удовлетворяет соотношению:

$$\alpha = N_2/N_1 \ll (2m/M_1) \frac{\sigma_{tr}^{(1)} \langle \varepsilon \rangle}{\sigma^* I^*}. \quad (4.2)$$

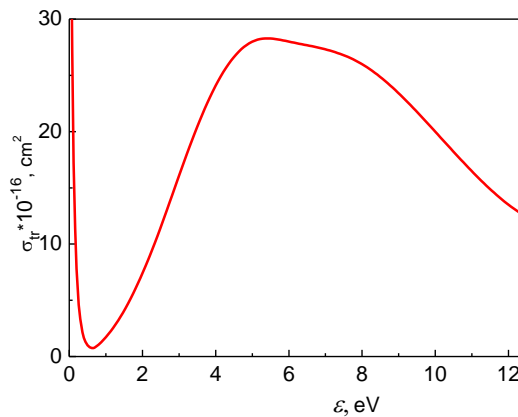


Рис. 4.1. Транспортное сечение для атомов ксенона.

Здесь σ^* - сечение возбуждения первого колебательного уровня молекулы фтора с энергией $I^* \approx 0.1$ eV, $\langle \varepsilon \rangle$ - средняя по спектру энергия электронов. Если положить $\langle \varepsilon \rangle \approx 1$ эВ и $\sigma_{tr}^{(1)}/\sigma^* \approx 10$ мы получим, что (4.2) выполняется для относительно малой доли молекул F₂ в смеси, $\alpha \ll 10^{-3}$. Полное транспортное сечение рассеяния в данной смеси практически идентично сечению рассеяния в чистом газе ксеноне (см. рис. 4.1). Данное сечение уже приводилось в Главе 2 и было взято из [104]. Наиболее интересующая нас особенность данной смеси – наличие интервала сечений с положительным значением производной $d\sigma_{tr}/d\varepsilon > 0$ в диапазоне энергий 0.6 ÷ 5.0 eV.

Слагаемое Q_b в уравнении Больцмана представляет собой источник медленных электронов, созданных в результате ионизации ксенона электронным пучком. Согласно [48] Q_b записывается в виде:

$$Q_b(\varepsilon) = q \times \frac{2}{I_{Xe}} \left(1 - \frac{\varepsilon}{I_{Xe}} \right) \quad (4.3)$$

в интервале энергий $0 < \varepsilon < I_{Xe}$ (I_{Xe} - потенциал ионизации атомов ксенона) и $Q_b(\varepsilon) = 0$ вне этого интервала. Спектр электронов, рождаемых пучком, нормирован согласно выражению:

$$\int Q_b(\varepsilon) d\varepsilon = q. \quad (4.4)$$

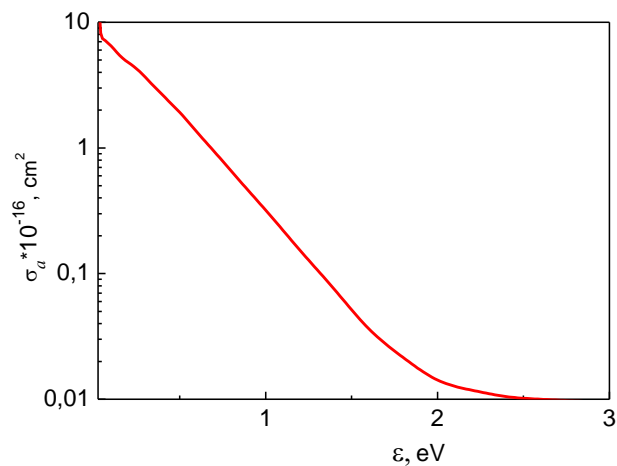


Рис. 4.2. Сечение прилипания электронов к молекулам F_2 .

Таким образом, q определяет скорость рождения электронов в процессе ионизации быстрыми электронами пучка. Так как межэлектронные соударения определяют тенденцию к максвеллизации электронного спектра, скорость рождения q была выбрана таким образом, чтобы исключить вклад электрон-электронных соударений в формирование спектра. Для плазмы ксенона это реализуется для степени ионизации $\alpha = N_e/N \leq 10^{-7}$ [55].

При низких концентрациях F_2 в смеси мы учитываем только процессы упругого рассеяния электронов на атомах ксенона и диссоциативное прилипание электронов к молекулам фтора, сечения для которого были взяты из [113]. Эти сечения приведены на рис.4.2.

Интегрирование уравнения (3.1) по спектру электронов позволяет получить уравнение для концентрации электронов в плазме:

$$\frac{dN_e}{dt} = q - v_a(t)N_e, \quad (4.5)$$

где

$$v_a(t) = \sqrt{2/m} N_{F_2} \int \sigma_a(\varepsilon) f(\varepsilon, t) \varepsilon d\varepsilon. \quad (4.6)$$

Здесь N_{F_2} - концентрация молекул фтора и $\sigma_a(\varepsilon)$ - сечение прилипания электронов.

Для численных расчетов ФРЭЭ была представлена в виде $f(\varepsilon, t) = N_e(t)n(\varepsilon, t)$, $n(\varepsilon, t)$ нормирована на единицу: $\int n(\varepsilon, t) \sqrt{\varepsilon} d\varepsilon = 1$. Уравнение Больцмана (3.1) для функции $n(\varepsilon, t)$ и уравнение (4.5) для концентрации электронов решались самосогласованно с использованием явной разностной схемы в интервале энергий $\varepsilon = 0 - 12.5$ эВ. Шаги интегрирования по пространству энергий и времени были выбраны аналогично [41]. Стационарным режимом функции распределения является результат временной эволюции начального максвелловского распределения с температурой T_0 и начальной концентрацией электронов N_e . Время счета до момента установившегося режима составляет 200-300 нс. Расчеты были проведены в смеси $\text{Xe-F}_2 = 10^{-5} \div 10^{-4}$, давлении газа 4 атм ($N = 10^{20} \text{ см}^{-3}$) и $q = 2 \div 8 \times 10^{17} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$. Начальная концентрация электронов была получена из стационарного решения уравнения (4.5) с начальной максвелловской ФРЭЭ с температурой $T_0 = 1.0$ эВ. При заданных условиях значение q определяется электронным пучком с характеристиками, приведенными в [114]: плотность тока $\sim 100 \text{ мА/см}^2$, энергия пучка $\sim 300 \text{ кэВ}$.

Результаты расчета ФРЭЭ в смеси Xe:F_2 при концентрации газа $N = 10^{20} \text{ см}^{-3}$, концентрации молекул F_2 $4 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и скорости рождения электронов $q = 8 \times 10^{17} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$ представлены рис. 4.3 для различных моментов времени. Отметим, во-первых, что в рассматриваемых условиях время релаксации к стационарному распределению составляет порядка 200 нс. Полученное распределение характеризуется участком энергий ($\sim 0.4 - 0.8$ эВ) с инверсной населенностью спектра, которая возникает в результате эффективного прилипания в области низкоэнергетичных электронов, тогда как рождение электронов имеет место в диапазоне энергий от 1 эВ. Концентрация электронов в образовавшемся стационарном режиме: $N_e = 7.11 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$.

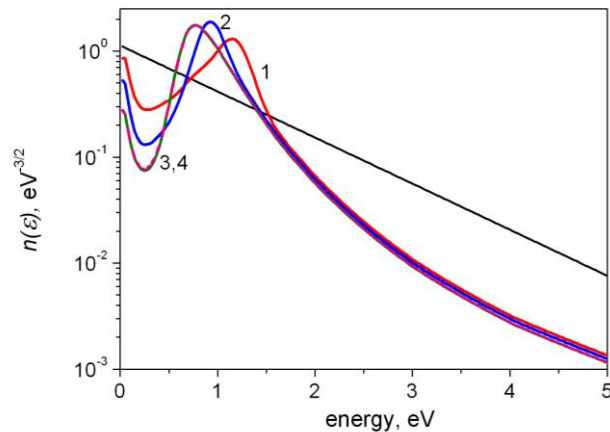


Рис 4.3. ФРЭЭ в плазме Хе:F₂ для различных моментов времени (нс): $t=25$ (1), 50 (2), 200 (3), 400 (4); Черная прямая – начальная ФРЭЭ (Максвелл). Плотность молекул газа $N = 10^{20} \text{ см}^{-3}$, концентрация молекул фтора $N_{F_2} = 4 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$, скорость рождения электронов $q = 8 \times 10^{17} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$.

Набор стационарных ФРЭЭ и характеристик плазмы при различных значениях концентрации молекул F₂ и различных скоростях рождения электронов q представлены на рис.4.4 и в таблице 1. Можно видеть, что увеличение концентрации фтора для фиксированного q , а также наоборот – уменьшение q при заданной концентрации F₂ ведет к уменьшению концентрации электронов в плазме. Что касается функции распределения, было показано, что она остается одинаковой для любого значения скорости рождения q . Действительно, падение концентрации электронов будет вести к уменьшению коэффициента усиления в плазме. С другой стороны, чем меньше плотность электронов в плазме, тем выше по энергии находится пик функции распределения. Позже будет показано, что последний факт позволяет получить усиление более высоких частот субтерагерцового диапазона.

Для качественного анализа формирования ФРЭЭ в газовой смеси Хе:F₂ ниже представлены аналитические выкладки для решения уравнения Больцмана в плазме, поддерживаемой электронным пучком. Пренебрегая влиянием транспортируемого радиочастотного поля на эволюцию плазменного канала и ненулевой температурой молекул газа, уравнение Больцмана для стационарного распределения электронов при заданных параметрах плазмы и электронного пучка записывается в виде:

$$\frac{2m}{M} \frac{d}{d\varepsilon} (v_{tr}(\varepsilon) \varepsilon^{3/2} n(\varepsilon)) - v_a(\varepsilon) n(\varepsilon) \sqrt{\varepsilon} + Q_b(\varepsilon) / N_e = 0. \quad (4.7)$$

Таблица 4.1. Концентрации электронов и положения пиков в плазме, поддерживаемой электронным пучком.

Скорость рождения электронов q ($\text{см}^{-3} \text{с}^{-1}$)	Концентрация молекул F_2 (см^{-3})	Концентрация электронов (см^{-3})	Положение пика электронов (эВ)
8×10^{17}	2×10^{15}	1.10×10^{11}	0.68
8×10^{17}	4×10^{15}	7.11×10^{10}	0.78
8×10^{17}	8×10^{15}	4.89×10^{10}	0.88
8×10^{17}	1.6×10^{16}	3.44×10^{10}	1.00
4×10^{17}	8×10^{15}	2.45×10^{10}	0.88
2×10^{17}	8×10^{15}	1.22×10^{10}	0.88

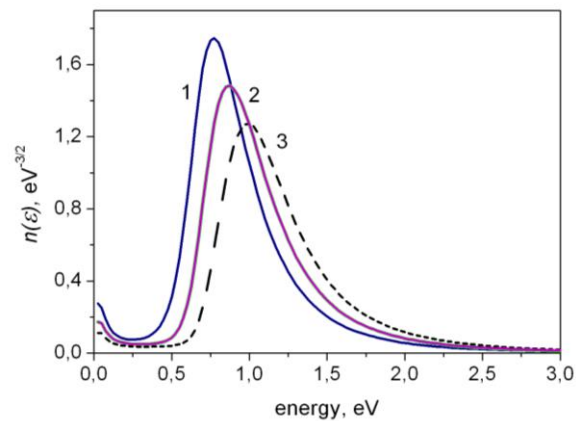


Рис 4.4. Стационарный спектр электронов в плазме Xe:F_2 для любого значения скорости рождения электронов и концентраций молекул F_2 (см^{-3}): 4×10^{15} (1), 8×10^{15} (2) and 1.6×10^{16} (3).

Здесь M и ν_{ir} - массы ксенона и транспортная частота рассеяния электронов на атомах ксенона, $\nu_a(\varepsilon) = N_{\text{F}_2} \sigma_a(\varepsilon) \sqrt{2\varepsilon/m}$ - частота прилипания. Вводя новую функцию

$$F(\varepsilon) = \frac{2m}{M} \nu_{ir}^{(\text{Xe})}(\varepsilon) \varepsilon^{3/2} n(\varepsilon), \quad (4.8)$$

можно привести уравнение (4.7) к следующему виду

$$\frac{dF(\varepsilon)}{d\varepsilon} - A(\varepsilon)F(\varepsilon) = -Q_b(\varepsilon)/N_e, \quad (4.9)$$

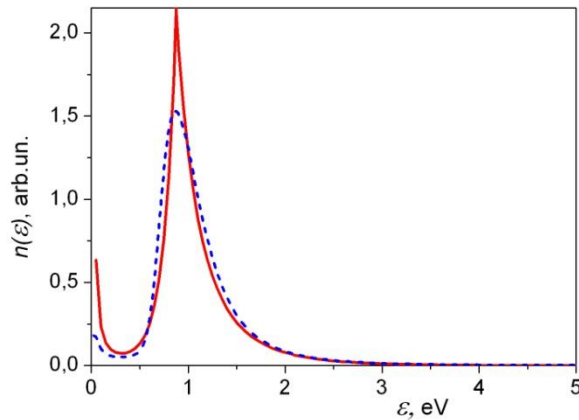


Рис 4.5. Аналитический (сплошная кривая) и численный (пунктирная кривая) счет функции распределения электронов в плазме Хе:F₂.

где $A(\varepsilon) = (M/2m)(v_a/v_{tr})/\varepsilon$. Поскольку процесс прилипания участвует в формировании спектра только при низких энергиях электронов $\varepsilon < \varepsilon^*$, мы получаем для $\varepsilon > \varepsilon^*$

$$F(\varepsilon) = F^* - \frac{1}{N_e} \int_{\varepsilon^*}^{\varepsilon} Q_b(\varepsilon) d\varepsilon \quad (4.10)$$

($F^* = F(\varepsilon^*)$), что представляет собой параболическую зависимость функции F от энергии. С другой стороны, в области низких энергий $\varepsilon < \varepsilon^*$ в основном играет роль процесс прилипания электронов, следовательно решение уравнения (4.7) имеет следующий экспоненциальный вид:

$$F(\varepsilon) = F^* \exp\left(-\int_{\varepsilon}^{\varepsilon^*} A(\varepsilon) d\varepsilon\right). \quad (4.11)$$

Полагая $A(\varepsilon) \approx A_0 = const$ в области малых энергий, из (4.11) получим

$$F(\varepsilon) = F^* \exp(-A_0(\varepsilon^* - \varepsilon)). \quad (4.12)$$

Электронный спектр $n(\varepsilon) \sim F(\varepsilon)/v_{tr}(\varepsilon)\varepsilon^{3/2}$, полученный из (4.10) и (4.12) для $A_0 = 10 \text{ эВ}^{-1}$ и $\varepsilon^* = 0.85 \text{ эВ}$ изображен в линейном масштабе на рис 4.5 и находится в хорошем согласии с результатами численных расчетов, приведенных на этом же рисунке.

Необходимо отметить, что вышеизложенный анализ является по сути качественным. Во-первых, известно, что в плотной плазме инертных газов довольно распространен процесс преобразования атомарных ионов в молекулярные:



В реальности, константа скорости данного процесса порядка $10^{-31} \text{ см}^6\text{с}^{-1}$ [115]. Оценки показывают, что при давлении газа ~ 4 атм преобразование атомарных ионов происходит на временах порядка 1 нс. Следующим процессом, ведущим к гибели электронов в плазме, является диссоциативная рекомбинация:



Константа скорости данного процесса для электронов с энергией ~ 1 эВ оценивается как $10^{-7} \text{ см}^3\text{с}^{-1}$ [116], следовательно характерное время гибели электронов в процессе (4.14) в случае полной конверсии атомарных ионов ксенона в молекулярные составляет примерно 10^{-4} с. Так как скорость диссоциативного прилипания к молекулам F_2 порядка $3 \times 10^{-9} \text{ см}^3\text{с}^{-1}$ (см. данные таблицы 1), то скорость процесса диссоциативной рекомбинации (4.14) оказывается примерно на 1-2 порядка меньше по сравнению со скоростью прилипания электронов к молекуле F_2 и поэтому не влияет на электронный баланс в плазме смеси. Тем не менее, описанная в данной главе модель в первую очередь применима для описания импульсных разрядов, так как она не учитывает ряд химических реакций в плазме, включая образование высоковозбужденных атомов, эксимерных молекул XeF и т.д. [117].

4.2. Усиление радиочастотного излучения в смеси Xe:F_2 .

Результаты расчета коэффициента усиления в плазме смеси Xe:F_2 , поддерживаемой электронным пучком, представлены на рис. 4.6. Во-первых, отметим, что для концентрации атомов ксенона $N = 10^{20} \text{ см}^{-3}$ (≈ 4 атм) и концентрации молекул фтора $8 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ положительное значение коэффициента усиления достигается для радиочастотного излучения с частотами $\omega \leq 4 \times 10^{11} \text{ с}^{-1}$ (см. рис. 4.6а). Концентрация электронов оказывается пропорциональна полной скорости рождения электронов q , положение же пика в спектре электронов не зависит от q . Следовательно, коэффициент усиления (поглощения) характеризуется линейной зависимостью от q . Зависимость свойств усиления в плазме от концентрации молекул фтора более сложная (см. рис.4.6б). Во-первых важно отметить, что для получения усиления в плазме концентрация электроотрицательной компоненты смеси должна превышать $3 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Коэффициент

усиления достигает своего максимального значения $\sim 0.0032 \text{ см}^{-1}$ для $N_{F_2} \approx 6 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и далее падает с последующим увеличением концентрации фтора вследствие уменьшения концентрации электронов в плазме. Такая немонотонная зависимость коэффициента усиления от концентрации молекул F_2 возникает из-за существенной перестройки ФРЭЭ. В частности, положение пика функции распределения ε^* смещается в сторону низких энергий с уменьшением концентрации компоненты F_2 в смеси (см. данные таблицы 4.1). Возможность получения положительного коэффициента усиления пропадает, когда ε^* оказывается вне энергетического интервала $\varepsilon = 0.7 - 4 \text{ эВ}$ (см. обсуждение Гл.2).

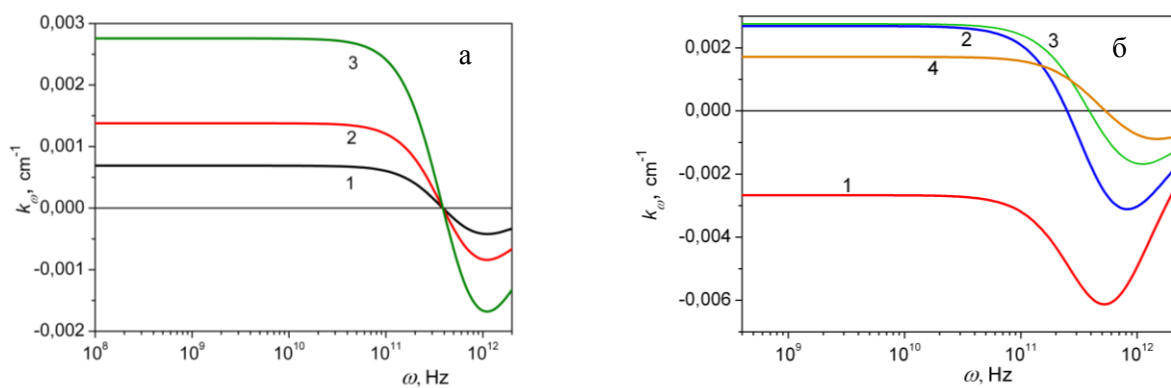


Рис 4.6. Коэффициент усиления (поглощения) в плазме Хе: F_2 для: (а) концентрации молекул F_2 $8 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$; скоростей рождения ($\text{см}^{-3}\text{с}^{-1}$): 2×10^{17} (1), 4×10^{17} (2) и 8×10^{17} (3), а также (б) скорости рождения $8 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}\text{с}^{-1}$; концентраций молекул фтора (см^{-3}) 2×10^{15} (1), 4×10^{15} (2), 8×10^{15} (3), 1.6×10^{16} (4).

Для того чтобы увеличить возможный диапазон частот для усиления, необходимо сдвинуть положение максимума в электронном спектре ε^* вправо по оси энергии, чтобы удовлетворить условию $\omega < \nu_{ir}(\varepsilon^*)$. Это оказывается возможным если увеличить концентрацию молекул фтора в смеси (см данные таблицы 4.1), таким образом баланс рождения и гибели электронов сместится в область более высоких энергий. Например, для $q = 8 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}\text{с}^{-1}$ увеличение концентрации F_2 с $4 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ до $1.6 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ведет к смещению положения пика в спектре от 0.78 до 1.00 эВ и как результат к расширению диапазона усиливаемых частот (0.25 ТГц \leftrightarrow 0.5 ТГц (см. рис. 6б)). С другой стороны, увеличение концентрации фтора при фиксированном значении q приводит к снижению концентрации электронов и, как следствие, абсолютного значения коэффициента усиления. Для вышеупомянутых параметров при увеличении концентрации фтора в 4 раза коэффициент усиления уменьшается примерно в полтора раза.

Все результаты, приведенные выше, были получены в предположении низких интенсивностей транспортируемого радиочастотного поля, которое не оказывает влияния на эволюцию ФРЭЭ. Как уже обсуждалось во 2й Главе диссертации, наличие внешнего поля ведет к диффузионному расплыванию начального спектра. Условие, при котором становится необходимым учитывать влияние радиочастотного поля, записывается следующим образом (см. формулу 2.13 Гл. 2):

$$\frac{e^2 E_0^2}{3m v_{tr}^2} \geq \frac{2m}{M} T_g. \quad (4.15)$$

Например, для плазмы ксенона с энергией электронов $\varepsilon^* \approx 1$ эВ, газовой температурой $T_g = 0.03$ эВ и концентрацией атомов ксенона $N = 10^{20}$ см⁻³ неравенство (4.15) выполняется для интенсивности поля большей $1 \div 3$ Вт/см². Результаты, полученные из численного интегрирования уравнения Больцмана (см. рис. 4.7) подтверждают оценку (4.15): при интенсивностях больших 1 Вт/см² перестройка ФРЭЭ радиочастотным полем становится существенной.

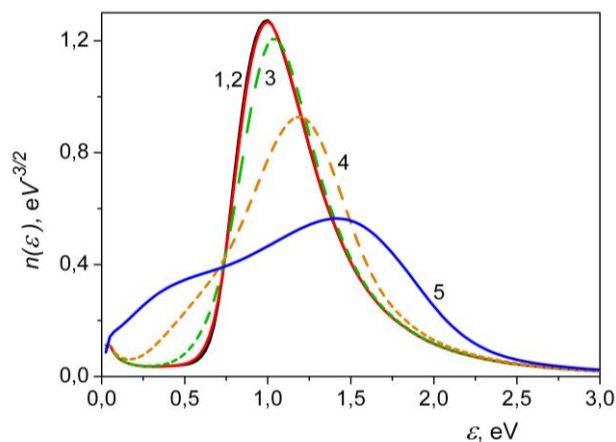


Рис. 4.7. Стационарная ФРЭЭ в плазме смеси Хе:F₂ для скорости рождения электронов 8×10^{17} см⁻³с⁻¹ и концентрации молекул F₂ 1.6×10^{16} см⁻³. Интенсивности радиочастотного поля (Вт/см²): 0 (1), 0.1 (2), 1 (3), 10 (4) и 100 (5).

Результаты расчета коэффициента усиления для различных значений интенсивности транспортируемого сигнала представлены на рис. 4.8 и демонстрируют уменьшение коэффициента усиления по абсолютной величине с ростом интенсивности поля. При интенсивности поля ~ 100 Вт/см² усиление пропадает уже для любой частоты сигнала.

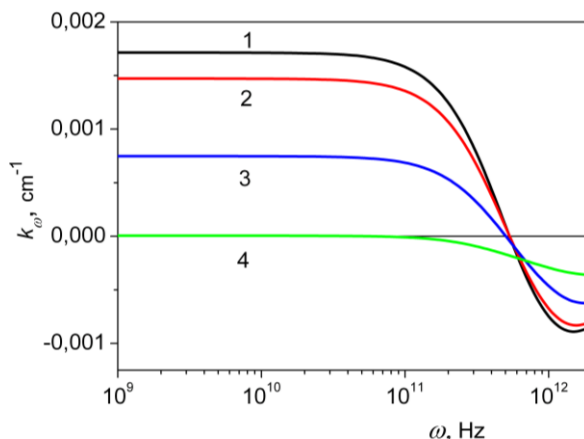


Рис. 4.8. Коэффициент усиления (поглощения) в плазме Xe:F₂ для следующих параметров: концентрация молекул фтора $1.6 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$, скорость рождения электронов $q \ 8 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}\text{с}^{-1}$. Интенсивности радиочастотного поля (Вт/см²): 0 (1), 1 (2), 10 (3) и 100 (4).

Заключение к Главе 4

В данной главе было показано, что плазма газовой смеси при наличии компоненты с большим сечением прилипания электронов и характеризующаяся диапазоном энергий с участком быстрорастущего с энергией транспортного сечения, поддерживаемая электронным пучком, может быть использована как среда для усиления радиочастотного излучения вплоть до субтерагерцового диапазона. Для смеси Xe:F₂ в стационарном режиме при давлении ~4 атм коэффициент усиления может достигать $\sim 1 \div 3 \times 10^{-3} \text{ см}^{-1}$. В рассматриваемом режиме возможно усиление вплоть до интенсивностей $\sim 1\text{-}10 \text{ Вт/см}^2$. Для достижения усиления в терагерцовом диапазоне необходимо увеличивать транспортную частоту столкновений электронов с нейтральными атомами в диапазоне энергий, соответствующем положению пика функции распределения. Самый простой способ предполагает увеличение давления газа в смеси. Более сложный, но возможно более эффективный путь – выбор оптимальных компонент смеси. Например, для ксенона, который характеризуется энергетическим интервалом с растущим сечением от 0.7 до 4 эВ, наиболее выгодно разместить пик функции распределения около верхней границы данного интервала, т. к. это приведет к возрастанию транспортного сечения на порядок по сравнению с тем значением, который использовался в приведенных расчетах. Таким образом, необходимо наличие электроотрицательной компоненты смеси с эффективным прилипательным сечением электронов вплоть до энергий 2 - 3 эВ.

Также необходимо отметить, что отсутствие спонтанного излучения в терагерцовом и субтерагерцовом диапазонах не позволяет использовать такой плазменный канал в качестве генератора терагерцового (субтерагерцового) излучения. В рамках исследуемой задачи об усилении требуется внешний источник радиочастотного излучения.

Заключение.

В заключение приведем основные результаты и выводы:

1. Показано, что явление интерференционной стабилизации ридберговских атомов в поле высокоинтенсивного лазерного импульса ведет к возникновению инверсии между различными возбужденными состояниями, а также между группой возбужденных и основным состоянием атома, что может быть использовано для усиления и генерации электромагнитного излучения различных частотных диапазонов.
2. Предложено использовать плазму, созданную в результате многофотонной ионизации мощным фемтосекундным лазерным импульсом, как среду, характеризующуюся инверсной населенностью энергетического спектра в континууме и, как следствие, способную усиливать низкочастотное излучение терагерцового и субтерагерцового диапазона в газах, характеризующихся минимумом Рамзауэра, или интервалом энергий с возрастающим транспортным сечением рассеяния.
3. Предсказан эффект существования плазмы как оптически более плотной среды по сравнению с неионизованным газом на временах релаксации сильно неравновесной ФРЭЭ, содержащей интервалы энергий с инверсной населенностью спектра, в газах имеющих минимум Рамзауэра, или интервал энергий с возрастающим транспортным сечением рассеяния. Такой канал может рассматриваться в качестве плазменного волновода для транспортировки и усиления излучения субтерагерцового диапазона частот.
4. На основе численного решения уравнения Больцмана и волнового уравнения для распространения излучения в плазме исследован процесс распространения терагерцового (субтерагерцового) импульса в плазме, созданной мощным фемтосекундным лазерным импульсом, в режиме плазменного волновода.
5. Предсказан эффект усиления радиочастотного излучения в плазме смеси инертного и электроотрицательного газов, поддерживаемой высокоэнергетичным пучком электронов.

Благодарности

Автор выражает свою благодарность научному руководителю - Попову Александру Михайловичу за чуткое руководство и помощь при выполнении диссертационной работы, а также за приобретенные знания и квалификацию при совместной работе и обучении на кафедре. Также автор благодарит Александра Михайловича за необычайную заботу, теплое отношение и всестороннюю поддержку.

Автор выражает отдельную благодарность Сметанину Игорю Валентиновичу за проделанную совместную работу и продуктивные обсуждения научных задач, а также Волковой Екатерине Александровне за проведение расчетов на суперкомпьютере МГУ.

И наконец, автор выражает глубокую признательность и благодарность близким людям и друзьям за понимание, теплоту и поддержку в течение всего времени обучения и написания диссертационной работы.

Литература

1. Agostini P. and Di Mauro L.F. The physics of attosecond light pulses. *Rep. Prog. Phys.*, **67**, 813–855 (2004).
2. Krausz F. and Ivanov M. Attosecond physics. *Rev. Mod. Phys.*, **81**, 163–234 (2009)
3. Penano J., Sprangle P., Hafizi B., Gordon D., Fernsler R., Scully M. (2012). Remote lasing in air by recombination and electron impact excitation of molecular nitrogen. *J. Appl. Phys.*, **111**, 033105 (2012).
4. Zhao X.M., Wang Y.C., Diels J.-C., Elizondo J., Femtosecond ultraviolet laser pulse induced lightning discharges in gases *IEEE J. Quantum Electron.*, **31**, 599-612 (1995).
5. Tzortzakis S., Franco M.A., André Y.-B., Chiron A., Lamouroux B., Prade B.S., Mysyrowicz A., Formation of a conducting channel in air by self-guided femtosecond laser pulses *Phys. Rev. E*, **60**, R3505-R3507 (1999).
6. Rodriguez M., Sauerbrey R., Wille H., Wöste L., Fujii T., André Y.-B., Mysyrowicz A., Klingbeil L., Rethmeier K., Kalkner W., Kasparian J., Salmon E., Yu J., Wolf J.-P., Triggering and guiding megavolt discharges by use of laser-induced ionized filaments *Opt. Lett.*, **27**, 772-774 (2002).
7. Ionin A.A., Kudryashov S.V., Levchenko A.O., Seleznev L.V., Shutov A.V., Sinitsyn D.V., Smetanin I.V., Ustinovsky N.N., Zvorykin V.D., Triggering and guiding electric discharge by a train of UV picosecond pulses combined with a long UV pulse *Appl. Phys. Letts.*, **100**, 104105 (2012).
8. Châteauneuf M., Payeur S., Dubois J., Kieffer J.-C., Microwave guiding in air by a cylindrical filament array waveguide. *Appl. Phys. Lett.*, **92**, 091104 (2008).
9. Зворыкин В.Д., Левченко А.О., Сметанин И.В., Устиновский Н.Н., Транспортировка СВЧ излучения в плазменных волноводах скользящих мод *Письма в ЖЭТФ*, **91**, 244-248 (2010) (*JETP Lett.*, 2010, **91**, 226–230).
10. Corkum P.B. Plasma perspective on strong field multiphoton ionization *Phys. Rev. Lett.*, **71**, 1994-1997 (1993)
11. L’Huillier A., Lewenstein M., Salieres P., Balcou Ph., Ivanov M.Yu., Larsson J., and Wahlström C.G. High-order Harmonic-generation cutoff *Phys. Rev. A*, **48**, R3433-3436 (1993)
12. Lewenstein M., Balcou Ph., Ivanov M.Yu., L’Huillier A., and Corkum P.B. Theory of high-harmonic generation by low-frequency laser fields *Phys. Rev. A*, **49**, 2117-2132 (1994)

13. Becker W., Long S., and McEver J.K. Modeling harmonic generation by a zero-range potential *Phys. Rev. A* **50**, 1540-1560 (1994)
14. Kreß M., Löffler T., Thomson M. D., Dörner R., Gimpel H., Zrost K., Ergler Th., Moshhammer R., Morgner U., Ullrich J. and Rosko H.G. Determination of the carrier-envelope phase of few-cycle laser pulses with terahertz-emission spectroscopy *Nature Phys.* **2**, 327-331, (2006)
15. Gildenburg V.B. and Vvedenskii N.V. Optical-to-THz wave conversion via excitation of plasma oscillations in the tunneling-ionization process *Phys. Rev. Lett.*, **98**, 245002, (2007)
16. Luo Q., Liu W. and Chin S.L. Lasing action in air induced by ultra-fast laser filamentation *Appl. Phys. B*, **76**, 337-340 (2003)
17. Wang T.-J., Ju J., Daigle J.-F., Daigle J.-F., Yuan Sh., Li R. and Chin S.L. Self-seeded forward lasing action from a femtosecond Ti:sapphire laser filament in air *Laser Phys. Lett.*, **10**, 125401 (2013)
18. Wang T.-J., Daigle J.-F., Ju J., Shuai Sh., Li R., and Chin S. L. Forward lasing action at multiple wavelengths seeded by white light from a femtosecond laser filament in air *Phys. Rev. A*, **88**, 053429 (2013)
19. Chin S.L., Xu H.L., Population inversion in fluorescing fragments of super-excited molecules inside an air filament *Chinese Physics B*, **24**, 013301, (2015)
20. Fedorov M.V. and Movsesian A.M., Field-induced effects of narrowing of photoelectron spectra and stabilisation of Rydberg atoms *J. Phys. B* **21**, L155-L158, (1988)
21. Fedorov M.V. and Movsesian A.M., Interference effects in the photoionization of Rydberg atoms in a strong electromagnetic field *Sov. Phys. JETP* **68**, 27-33 (1989)
22. Fedorov M.V., Atomic and Free Electrons in a Strong Light Field, World Scientific, (1997)
23. Bogatskaya A.V., Popov A.M. Interference stabilization and UV lasing in a plasma channel formed in gas by intense RF field *Laser Phys. Lett.*, **12**, 045303 (2015)
24. Skinner J. L. Following the motions of water molecules in aqueous solutions *Science*, **328**, 985-986 (2010)
25. Meister K., Ebbinghaus S., Xu Y. et al Long-range protein–water dynamics in hyperactive insect antifreeze proteins *PNAS*, **110**, 1617-1622 (2013)
26. Titova L.V., Ayesheshim A.K., Golubov A. et al, Intense THz pulses down-regulate genes associated with skin cancer and psoriasis: a new therapeutic avenue *Scientific Reports*, **3**, paper 2363 (2013)

27. Grady N.K., Heyes J.E., Chowdhury D.R. et al, Terahertz metamaterials for linear polarization conversion and anomalous refraction *Science*, **340**, 1304-1307 (2013)
28. Jepsen P.U., Cooke D.G. and Koch M. Terahertz spectroscopy and imaging – Modern techniques and applications *Laser Photonics Rev.*, **5**, 124-166 (2011)
29. Siegel P. Terahertz technology, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, **50**, 910-928 (2002)
30. Wu H.-C., Meyer-ter-Vehn J. and Sheng Z.-M., Phase-sensitive terahertz emission from gas targets irradiated by few-cycle laser pulses *New J. Phys.* **10**, 043001, (2008)
31. Silaev A.A. and Vvedenskii N.V. Residual-current excitation in plasmas produced by few-cycle laser pulses *Phys. Rev. Lett.* **102**, 115005, (2009)
32. Bonvalet A., Joffre M., Martin J. L. and Migus A. Generation of ultrabroadband femtosecond pulses in the mid-infrared by optical rectification of 15 fs light pulses at 100 MHz repetition rate *Appl. Phys. Lett.*, **67**, 2907-2909 (1995)
33. Ашмарин И. И., Быковский Ю. А., Украинцев В. А., Чистяков А. А. Мощный параметрический генератор света на LiIO_3 для ИК лазерной химии, *Квантовая электроника*, **11**, 1847-1850 (1984)
34. Dormidonov A.E., Valuev V.V., Dmitriev V.L., Shlenov S.A., Kandidov V.P., Laser filament induced microwave waveguide in air *Proc. SPIE*, **6733**, 67332S (2007)
35. Marian A., Morsli M., Vidal F., Payeur S., Chteaneuf M., Thberge F., Dubois J. and Kieffer J.-C. The interaction of polarized microwaves with planar arrays of femtosecond laser-produced plasma filaments in air *Phys. Plasmas*, **20**, 023301 (2013)
36. Askar'yan G.A. Waveguide properties of a tubular light beam *Sov.Phys. JETP*, **28**, 732-733 (1969)
35. Zvorykin V.D., Levchenko A.O., Shutov A.V., Solomina E.V., Ustinovsky N.N. and Smetanin I.V. Long-distance directed transfer of microwaves in tubular sliding-mode plasma waveguides produced by KrF laser in atmospheric air *Phys. Plasmas*, **19**, 033509 (15 pp) (2012)
36. Musin R.R., Shneider M.N., Zheltikov A.M., Miles R.B., Guiding radar signals by arrays of laser-induced filaments, *Applied Optics*, **46**, 5593-5597 (2007)
37. Bekefi G., Hirshfield J.L., Brown S.C. Kirchhoff's radiation law for plasmas with non-Maxwellian distribution *Phys. Fluids*, **4**, 173-176 (1961)

38. Бункин Ф.В., Казаков А.Е., Федоров М.В. Взаимодействие интенсивного оптического излучения со свободными электронами (нерелятивистский случай) *УФН*, **107**, №4, 559-593 (1972).
39. Гинзбург В.Л., Гуревич А.В. Нелинейные явления в плазме, находящейся в переменном электромагнитном поле, *УФН*, **70**, 201-246 (1960)
40. Райзер Ю.П. *Лазерная искра и распространение разрядов*. М.: Наука (1974)
41. Богацкая А.В., Попов А.М. О возможности усиления электромагнитного излучения субтерагерцового диапазона частот в плазменном канале, созданным ультракоротким высокоинтенсивным лазерным импульсом. *Письма в ЖЭТФ*, **97**, № 7, 453 - 457 (2013) (*JETP Letters*, **97**, 388-392 (2013))
42. Bogatskaya A.V., Smetanin I.V., Popov A.M. Amplification of the microwave radiation in plasma channel created by the ultrashort high-intensity laser pulse in noble gases. *J. Russian Laser Res.*, **35**, №5, 437-446 (2014)
43. Bogatskaya A.V., Volkova E.A., Popov A.M. On the possibility of a short subterahertz pulse amplification in a plasma channel created in air by intense laser radiation *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **47**, 185202 (8pp) (2014)
44. Рохленко А.В., Абсолютно отрицательная проводимость в релаксирующем слабоионизованном газе *ЖЭТФ*, **75**, 1315-1320 (1978)
45. Shizgal S., McMahon D.R.A., Electric field dependence of transient electron transport properties in rare-gas moderators *Phys. Rev. A*, **32**, 3669-3680 (1985)
46. Warman J.M., Sowada U., DeHaas M.P., Transient negative mobility of hot electrons in gaseous xenon *Phys. Rev. A*, **31**, 1974-1976 (1985)
47. Александров Н.Л., Напартович А.П. Процессы в газе и плазме с отрицательными ионами *УФН*, **163**, 1-26 (1993)
48. Dyatko N. A. Negative electron conductivity in gases and semiconductors *J. of Phys.: Conf. Ser.* **71** 012005 (2007)
49. Кудрявцев А.А., Смирнов А.С., Цендин Л.Д., Физика тлеющего разряда, Санкт-Петербург: Лань, глава 3, § 3.7.2 (2010)
50. Okada T., and Sugawara M., Observation of the negative absorption of a microwave induced in argon afterglow plasma *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **35**, 2105-2011 (2002)
51. Дятко Н.А., Кочетов И.В., Напартович А.П. Абсолютная отрицательная проводимость в низкотемпературной плазме *Письма ЖТФ*, **13**, 1457-1461 (1987)

52. Rozenberg Z., Lando M. and Rokni M. On the possibility of steady state negative mobility in externally ionised gas mixtures *J. Phys. D: Appl. Phys.* **21**, 1593-1596 (1988)
53. Головинский П.М., Щедрин А.И. Слабополевая абсолютная отрицательная проводимость в смеси Хе : F₂, ионизированной пучком быстрых электронов *ЖТФ*, **59**, 51-56 (1989)
54. Bogatskaya A.V., Popov A.M. E-beam sustained plasma as a medium for amplification of electromagnetic radiation in subterahertz frequency band *Journal of Physics D - Applied Physics.*, **49**, 025203 (2016)
55. Богацкая А.В., Волкова Е.А., Попов А.М. Плазменный канал, создаваемый импульсом фемтосекундного лазера, как среда для усиления электромагнитного излучения субтерагерцевого диапазона частот, *Квантовая электроника*, **43**, № 12, 1110-1117 (2013)
56. Bogatskaya A.V., Volkova E.A., Popov A.M. Propagation and Amplification of a Short Subterahertz Pulse in a Plasma Channel in Air Created by Intense Laser Radiation In Proceedings of 2nd International Conference on Photonics, Optics and Laser Technology, pages 199-204 (2014) DOI: 10.5220/0004723501990204
57. Богацкая А.В., Волкова Е.А., Попов А.М. Численное моделирование процесса усиления в плазменном канале, созданном в газе при его многофотонной ионизации фемтосекундным лазерным импульсом, *Квантовая электроника*, **44**, №12, 1091-1098 (2014)
58. Bogatskaya A.V., Smetanin I.V., Volkova E.A., and Popov A.M. Guiding and amplification of microwave radiation in a plasma channel created in gas by intense UV laser pulse, *Laser and Particle Beams*, v. **33**, № 1, 17-25 (2015)
59. Bogatskaya A.V., Volkova E.A., Popov A.M., Nonequilibrium plasma channel in gaseous media formed by powerful UV laser as a waveguide for transportation and amplification of short microwave pulses *Laser Phys. Lett.*, **12**, № 3, 035301 (2015)
60. Bogatskaya A.V., Volkova E.A., Popov A.M. Specific Electrodinamic Features of a Plasma Channel Created in Gas by Powerful Femtosecond UV Laser Pulse Application to the Problem of Guiding and Amplification of Microwave Radiation In Proceedings of 3rd International Conference on Photonics, Optics and Laser Technology, pages 149-156 (2015)
61. Bogatskaya A.V., Popov A.M., Smetanin I.V., Volkova E.A. Propagation and amplification of short radio-frequency pulses in a plasma channel created in gaseous media by the intense laser radiation *Journal of Physics: Conference Series*, v. **594**, 012017-1-6 (2015)

62. Bogatskaya A.V., Volkova E.A., Popov A.M. Amplification and lasing in a plasma channel formed in gases by an intense femtosecond laser pulse in the regime of interference stabilization // *Laser Physics.*, V. **26**, no. 1., 015301 (2016).
63. Богацкая А.В., Волкова Е.А., Попов А.М., Сметанин И.В. Распространение и усиление микроволнового излучения в плазменном канале, создаваемом в газах мощным фемтосекундным УФ лазерным импульсом *Физика плазмы*, Т. **42**, № 2, 10-29 (2016)
64. Bogatskaya A.V., Popov A.M. Electron beam sustained plasma as a medium for amplification of electromagnetic radiation in subterahertz frequency band Proceedings of the 4th International Conference on Photonics, Optics and Laser Technology. — ISBN: 978-989-758-174-8. P. 281-288 (2016)
65. Bogatskaya A.V., Volkova E.A., Popov A.M. Interference stabilization and possibility of amplification and lasing in plasma channel formed in gas by intense femtosecond laser field Proceedings of the 4th International Conference on Photonics, Optics and Laser Technology. — ISBN: 978-989-758-174-8. P. 289–296 (2016).
66. Богацкая А.В., Волкова Е.А., Попов А.М. Интерференционная стабилизация атомов в сильном лазерном поле как способ получения инверсии и генерации излучения видимого и ВУФ диапазонов частот *ЖЭТФ*, **150**, №2 (2016)
67. Bogatskaya A.V., Popov A.M., Volkova E.A. Propagation of a short subterahertz pulse in a plasma channel in air created by intense UV femtosecond laser pulse *Photoptics 2014: Proceedings of the 2nd International Conference on Photonics, Optics and Laser Technology.* — Vol. 177 of *Springer Proceedings Phys.* p.145-157 — Springer International Publishing Switzerland, Springer (2016)
68. Богацкая А.В. О возможности усиления электромагнитного излучения в плазменном канале, созданным высокоинтенсивным фемтосекундным лазерным импульсом XX международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых «Ломоносов», секция физика, с.26-28 Москва, (2013)
69. Bogatskaya A.V., Popov A.M., Volkova E.A. The amplification of electromagnetic radiation in the subterahertz frequency range in plasma channel created by high-intensity femtosecond laser pulse 4th Int. conf. on Attosecond Physics (ATTO'2013), p.41, Paris, France (2013)
70. Bogatskaya A.V., Popov A.M., Volkova E.A. Amplification of electromagnetic radiation in subterahertz frequency band in plasma channel created by high-intensity ultrashort laser pulse *Frontiers of Nonlinear Physics (FNP-13)*, p.107-108, Nizhniy Novgorod (2013)

71. Bogatskaya A.V., Popov A.M., Smetanin I.V., Volkova E.A. Propagation and Amplification of the Short Radio-Frequency Pulses in a Plasma Channel Created in Gaseous Media by the Intense Laser Radiation XXIII Laser Physics Workshop, Sofia, Bulgaria (2014) report 2.3.4
72. Bogatskaya A.V., Popov A.M. Analytical modeling of evolution of a plasma channel created in rare gases by femtosecond UV laser pulse 33rd European Conference on Laser Interaction with Matter, Paris, France, 31.08-5.09, p.114 (2014)
73. Bogatskaya A.V., Smetanin I.V., Volkova E.A., Popov A.M. Guiding and amplification of a microwave radiation in a plasma channel created in gas in intense UV laser pulse 33rd - European Conference on Laser Interaction with Matter, Paris, France, 31.08-5.09, p. 153 (2014)
74. Богацкая А.В. Распространение и усиление микроволнового излучения в плазменном канале, созданном в газовых средах мощным ультракоротким лазерным импульсом XV Школа молодых ученых "Актуальные проблемы физики", Москва, ФИАН, 16-20 ноября 2014, стр.21
75. Bogatskaya A.V., Popov A.M. Analytical modeling of evolution of a plasma channel created in rare gases by femtosecond UV laser pulse XIII Int. Conf. on Multiphoton Processes (ICOMP), Shanghai, China, 7-10.12.08, p. 70 (2014)
76. Bogatskaya A.V., Smetanin I.V., Volkova E.A., Popov A.M. Guiding and amplification of a radio-frequency radiation in a plasma channel created in gas by intense femtosecond laser pulse. XIII Int. Conf. on Multiphoton Processes (ICOMP), Shanghai, China, 7-10.12.08, p.54 (2014)
77. Bogatskaya A.V., Volkova E.A., Popov A.M. Guiding and Amplification of Subterahertz Radiation in a Plasma Channel Formed in Gases by the Intense Ultrashort UV Laser Pulse XXIV Laser Physics Workshop, Шанхай, Китай, 20-25.08.2015, report S2.8.1
78. Bogatskaya A.V., Volkova E.A., Popov A.M. Interference Stabilization, Middle IR and UV Lasing in a Plasma Channel Formed in Gas by Femtosecond Laser Field XXIV Laser Physics Workshop, Шанхай, Китай, 20-25.08.2015, report S2.8.2
79. Bogatskaya A.V., Popov A.M., Volkova E.A. Specific Electrodynamics Features of a Plasma Channel Created in Gas by Powerful Femtosecond UV Laser Pulse Application to the Problem of Guiding and Amplification of Microwave Radiation 3rd International Conference on Photonics, Optics and Laser Technology (PHOTOPTICS-2015), Берлин, Германия, 11-14 марта 2015

80. Bogatskaya A.V., Volkova E.A., Popov A.M. Guiding and amplification of radio-frequency radiation in a plasma channel created in gases by the intense femtosecond UV laser pulse XI Super Intense Laser Atomic Physics (SILAP) , Bordeaux, Франция, 7-10 сентября 2015, p.108
81. Bogatskaya A.V., Volkova E.A., Popov A.M. Interference stabilization, middle IR and UV lasing in a plasma channel formed in gas by high intensity laser field XI Super Intense Laser Atomic Physics (SILAP), Bordeaux, Франция, 7-10 сентября 2015, p.91
82. Богацкая А.В., Волкова Е.А., Попов А.М. О возможности генерации излучения в диапазоне частот от среднего ИК до вакуумного ультрафиолета в плазменных каналах, созданных в газах мощным фемтосекундным лазерным импульсом // VI Всероссийская молодежная конференция по фундаментальным и инновационным вопросам современной физики, Москва, Россия, с.23, 15-20 ноября 2015
83. Fedorov M.V., Tehranchi M.-M. and Fedorov S.M., Interference stabilization of Rydberg atoms: numerical calculations and physical models *J. Phys. B* **29**, 2907-2924 (1996)
84. Fedorov M.V. and Tikhonova O.V., Strong-field short-pulse photoionization of Rydberg atoms: Interference stabilization and distribution of the photoelectron density in space and time *Phys. Rev. A* **58**, 1322-1334, (1998)
85. Dubrovskii Yu.V., Ivanov M.Yu. and Fedorov M.V., Resonant Excitation and Stabilization of Atomic Rydberg Levels during Multiphoton Ionization in a Strong Laser Field *Sov. Phys. JETP* **72**, 228-237, (1991)
86. Fedorov M.V., Poluektov N.P., Popov A.M., Tikhonova O.V., Kharin V.Yu and Volkova E.A., Interference Stabilization Revisited *IEEE J. of Selected Topics in Quantum Electron.* **18**, 42-53 (2012).
87. Talebpour A., Chien C.Y. and Chin S.L., Population trapping in rare gases *J. Phys. B: At.Mol. Opt. Phys.* **29**, 5725-5734 (1996)
88. Nubbemeyer T., Gorling K., Saenz A., Eichmann U. and Sandner W., Strong-Field Tunneling without Ionization *Phys. Rev. Lett.* **101**, 233001 (2008)
89. Eichmann U., Saenz A., Eilzer S., Nubbemeyer T. and Sandner W. Observing Rydberg Atoms to Survive Intense Laser Fields *Phys. Rev. Lett.* **110**, 203002 (2013)
90. Eichmann U., Nubbemeyer T., Rottke H. and Sandner W., Acceleration of neutral atoms in strong short-pulse laser fields *Nature* **461**, 1261-1264 (2009)
91. Fechner L., Camus N., Krupp A., Ullrich J., Pfeifer Th., and Moshhammer R. Creation and survival of autoionizing states in strong laser fields *Phys. Rev. A* **92**, 051403(R) (2015)

92. Popov A.M., Tikhonova O.V. and Volkova E.A. Low-Frequency Strong-Field Ionization and Excitation of Hydrogen Atom, *Laser Phys.* **20**, 1028-1037 (2010)
93. Волкова Е.А., Попов А.М., Тихонова О.В., Ионизация и стабилизация атомов в высокоинтенсивном низкочастотном лазерном поле *ЖЭТФ* **140**, 450-465 (2011) (JETP **113**, 394 (2011))
94. Volkova E.A., Popov A.M. and Tikhonova O.V., Different regimes of strong-field dynamics of atoms in intense low-frequency laser pulses *J. Mod. Opt.* **58**, 1195-1205 (2011)
95. Morales F., Richter M., Patchkovskii S. and Smirnova O., Imaging the Kramers-Henneberger atom *Proc. Nat. Acad. Sci. USA* **108**, 16906 (2011)
96. Hang Lv, Zhang J., Zuo W., et al Rydberg excitation of neutral nitric oxide molecules in strong UV and near-IR laser fields *Chin. Phys. B* **24**, 063303 (2015)
97. Popov A.M., Tikhonova O.V. and Volkova E.A., Numerical Investigation of Atomic Dynamics in Strong Ultrashort Laser Pulses *Laser Phys.* **21**, 1593-1612 (2011)
98. Delone N.B., Goreslavsky S.P., Krainov V.P. The WKB theory of multiphoton above-threshold ionisation of atoms *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **16**, 2369 - 2376 (1983)
99. Delone N.B., Goreslavsky S.P., Krainov V.P., Dipole matrix elements in the quasi- classical approximation *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **22**, 2941-2946 (1989)
100. Kartashov D., Ališauskas S., Pugžlys S., Shneider M.N. and Baltuška A., Theory of a filament initiated nitrogen laser *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **48**, 094016 (2015)
101. Думан Е.Л., Шматов И.П. Ионизация высоковозбужденных атомов в собственном газе *ЖЭТФ* **78**, 2116-2125 (1980)
102. Janev R.K. and Mihajlov A.A. Resonant ionization in slow-atom-Rydberg-atom collisions *Phys. Rev. A* **21**, 819 - 826 (1980)
103. Mihailov A.A. and Janev R.K. Ionisation in atom-Rydberg atom collisions: ejected electron energy spectra and reaction rate coefficients *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **14**, 1639 - 1653 (1981)
104. Hayashi M. Determination of electron-xenon total excitation cross-sections, from threshold to 100 eV, from experimental values of Townsend's α *J. Phys. D*, **16**, 581 (1983).
105. Bibliography of Electron and Photon Cross Sections with Atoms and Molecules Published in the 20th Century – Xenon. Research Report NIFS-Data Series NIFS-DATA-79 (National Institute for Fusion Research, 2003).
106. Phelps A.V. *JILA Information Center Report No. 28* (Boulder, USA, University of Colorado, 1985).

107. Ахманов С.А., Никитин С.Ю., *Физическая оптика*. М.: Из-во МГУ, (1998)
108. Delone N.B. and Krainov V.P. *Multiphoton processes in atoms* Berlin: Springer-Verlag (1994)
109. Phelps A.V. and Pitchford L.C. Anisotropic scattering of electrons by N₂ and its effect on electron transport. *Phys. Rev. A* **31** 2932-2949 (1985)
110. Brabec Th. and Krausz F. Nonlinear optical pulse propagation in the single-cycle regime *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 3282-3285 (1997)
111. Kosareva O.G., Murtazin I.N., Panov N.A., Savel'ev A.B., Kandidov V.P. and Chin S.L. Pulse shortening due to filamentation in transparent medium *Las. Phys. Lett.*, **4**, 126-132 (2007)
112. Couairon A., Brambilla E., Corti T., Majus D., Ramirez-Gyngora O. and Kolesik M. Practitioner's guide to laser pulse propagation models and simulation *Eur. Phys. J. Special Topics*, **199**, 5-76 (2011)
113. Morgan W. L. A critical evaluation of low-energy electron impact for plasma processes modeling. I: Cl₂, F₂ and HCl *Plasma Chemistry and Plasma Processing* **12**, 449-476 (1992)
114. Cason C., Perkins J. F. and Werkheizer A. H. E-beam spreading and resulting field variations in CO₂ laser plasmas *AIAA 15th Aerospace Sciences Meeting, AIAA paper n. 77-65* (1977)
115. Mitchell A. C. and Zemansky M. W. *Resonance Radiation and Excited Atoms*, p.97 N Y: The Macmillan Company, (1934)
116. Биберман Л.М. К теории диффузии резонансного излучения ЖЭТФ, **17**, 416-426 (1947)
117. Ivanov V. V., Klopovsky K. S., Mankelevich Yu. A., Rakhimov A. T., Rakhimova T. V., Rulev G. B., Saenko V. B. Experimental and theoretical study of the efficiency of an excimer lamp pumped by a pulse distributed discharge in xenon *Laser Physics*, **6**, 654-659 (1996)