

*На правах рукописи*



Хайрулин Ильяс Равильевич

**КОГЕРЕНТНЫЕ И ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ  
ПРИ ФОРМИРОВАНИИ И УСИЛЕНИИ  
АТТОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ  
В МОДУЛИРОВАННОЙ АКТИВНОЙ СРЕДЕ  
ПЛАЗМЕННОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ЛАЗЕРА**

1.3.19 – лазерная физика

**АВТОРЕФЕРАТ**

диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Нижний Новгород – 2023

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном научном учреждении «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова Российской академии наук» (ИПФ РАН).

Научный руководитель: Рябикин Михаил Юрьевич, кандидат физико-математических наук, ведущий научный сотрудник ФГБУН «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова Российской академии наук» (г. Нижний Новгород)

Официальные оппоненты: Попов Александр Михайлович, доктор физико-математических наук, профессор кафедры атомной физики, физики плазмы и микроэлектроники, физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова (г. Москва)

Корнев Алексей Станиславович, доктор физико-математических наук, профессор кафедры теоретической физики Воронежского государственного университета (г. Воронеж)

Ведущая организация: ФГБУН Федеральный исследовательский центр «Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук» (ИОФ РАН) (г. Москва)

Защита состоится «11» декабря 2023 года в 15:00 на заседании диссертационного совета 24.1.238.01 в ИПФ РАН (603950, г. Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46).

С диссертацией можно ознакомиться в научной библиотеке и на сайте [irrfpa.ru](http://rfpa.ru) ФГБНУ «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова Российской академии наук».

Автореферат разослан 8 ноября 2023 г.

Ученый секретарь  
диссертационного совета  
доктор физ.-мат. наук



Э. Б. Абубакиров

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

### Актуальность темы

Интенсивные субфемто-/аттосекундные импульсы вакуумного ультрафиолетового (ВУФ)/рентгеновского излучения являются мощным инструментом для проведения высокоточных пространственных и временных измерений сверхбыстрой временной динамики и пространственной структуры микро- и нанообъектов в химии, биологии, медицине и материаловедении благодаря уникальной комбинации высокого пространственного и временного разрешений (см. обзоры по рентгеновским лазерам [1, 2] и по аттосекундной физике [3, 4]).

На сегодняшний день можно выделить три основных класса источников коротковолнового когерентного излучения: (а) рентгеновские лазеры на свободных электронах (ЛСЭ), (б) источники, основанные на генерации гармоник оптического поля высокого порядка, (в) плазменные рентгеновские лазеры.

ЛСЭ являются наиболее мощными источниками высокочастотного излучения с максимальной энергией фотонов более 10 кэВ, способными генерировать импульсы с длительностью в несколько фемтосекунд [5–7] (недавно была продемонстрирована генерация импульсов с длительностью 200 ас [8], но с низкой степенью повторяемости от импульса к импульсу). Более того, при наличии специально сконструированных ондуляторов [9–11] рентгеновские ЛСЭ позволяют получить излучение с высокой эллиптичностью, что является важным с точки зрения исследования магнитных и хиральных сред, обладающих свойством кругового дихроизма, наиболее ярко проявляющимся на краях полос поглощения веществ, как правило, лежащих в ВУФ/рентгеновском диапазоне [12–14]. Однако излучение ЛСЭ, как правило, характеризуется довольно низкой временной когерентностью. Кроме того, это гигантские и очень дорогие экспериментальные комплексы, которых не так много в мире.

Источники, основанные на эффекте генерации гармоник высокого порядка в газе, являются лабораторными источниками, позволяющими генерировать импульсы ВУФ/рентгеновского излучения аттосекундной (от нескольких сотен до нескольких десятков аттосекунд) длительности с управляемыми в широких пределах спектрально-временными и поляризационными свойствами. Однако эффективность генерации гармоник является низкой, особенно в диапазоне энергий фотонов более 100 эВ (что соответствует длине волны < 12,4 нм) и дополнительно уменьшается с ростом эллиптичности генерируемых гармоник. Так, характерная энергия импульсов высоких гармоник в рентгеновском диапазоне в лучшем случае не превышает нескольких наноджоулей [15, 16], что в значительной мере обусловлено эффектами распространения [17].

Наконец, плазменные рентгеновские лазеры — это лабораторные импульсные источники, генерирующие излучение с высокой степенью коге-

рентности и энергией (от нескольких микроджоулей до нескольких миллиджоулей в импульсе в зависимости от спектрального диапазона). Однако генерируемые импульсы, как правило, имеют пикосекундную длительность [1, 2, 18, 19], что препятствует применению таких источников для изучения процессов на фемто-/аттосекундных временных масштабах. Кроме того, излучение плазменных рентгеновских лазеров является неполяризованным, что не позволяет его использовать для измерений процессов, протекающих в средах, обладающих свойством кругового дихроизма.

Таким образом, актуальной задачей является получение импульсов ВУФ/рентгеновского излучения с управляемой поляризацией, с субфемто-/аттосекундной длительностью, как у источников высоких гармоник, и высокой энергией импульсов, характерной для плазменных рентгеновских лазеров. Существует две принципиальные возможности сделать это.

Во-первых, пикосекундный импульс плазменного рентгеновского лазера можно преобразовать в последовательность аттосекундных импульсов. Так, в работах [20–25] был предложен и разработан метод формирования синхронизованных по фазе комбинационных спектральных компонент при распространении квазимонохроматического ВУФ/рентгеновского излучения в резонансной поглощающей среде, представляющей собой нейтральный или ионизированный газ, дополнительно облучаемый интенсивным низкочастотным лазерным полем линейной поляризации. Было показано, что в плазме водородоподобных ионов или нейтральном газе атомов водорода лазерное поле приводит к преобразованию резонансного возбуждённого состояния иона или атома в многочастотное состояние Флоке в результате эффекта Штарка. В этом случае генерация комбинационных частот обусловлена переходами между модифицированными лазерным полем связанными состояниями атома или иона. В результате при распространении ВУФ/рентгеновского резонансного излучения в модулированной среде в определённых условиях квазимонохроматическое излучение затравки может быть преобразовано в последовательность аттосекундных импульсов. Важно отметить, что в качестве поля затравки в этом случае может выступать излучение плазменного рентгеновского лазера. Впоследствии в работе [26] была теоретически показана принципиальная возможность распространения этого метода на случай активной среды плазменного рентгеновского лазера. Однако последовательной аналитической теории, учитывающей влияние дисперсии плазмы, не было построено, а также не были найдены оптимальные условия формирования импульсов. Более того, из-за особенностей модуляции резонансной водородоподобной среды поляризация получаемых таким образом аттосекундных импульсов является линейной и совпадает по направлению с поляризацией лазерного поля.

Во-вторых, можно использовать активную среду плазменного рентгеновского лазера в качестве усилителя для излучения высоких гармоник. Как показано в работах [27–29], в этом случае энергия излучения гармоник может

быть усилена до 1 мкДж. Однако узость спектра усиления рентгеновских лазеров [30, 31] приводит к тому, что энергия, запасённая в активной среде, аккумулируется в излучении одной высокой гармонике, резонансной к инвертированному переходу активной среды. Это не позволяет усиливать совокупность высоких гармоник и, таким образом, препятствует усилению аттосекундных импульсов. Кроме того, поляризация усиленной таким образом высокой гармоники определяется её поляризацией на входе в среду [32].

В недавней работе [33] был предложен метод, который позволяет расширить спектр усиления плазменного рентгеновского лазера настолько, чтобы использовать его для усиления последовательности аттосекундных импульсов, образованных совокупностью высоких гармоник лазерного поля. Для этого в работе [33] предлагается активную среду облучать репликой лазерного поля фундаментальной частоты (или его второй гармоникой [34]), которое было использовано для генерации высоких гармоник. При этом в качестве активной среды рассматривалась активная плазма водородоподобных ионов  $C^{5+}$  с примесью лёгких атомов водорода, дополнительно увеличивающей концентрацию свободных электронов в плазме. Инверсия населённостей в такой среде достигается на переходе между состояниями с главными квантовыми числами  $n = 1$  и  $n = 2$ . Под действием лазерного поля вследствие линейного (в случае водородоподобной активной плазмы) эффекта Штарка частоты переходов между лазерными уровнями ионов меняются во времени и пространстве согласованно с величиной электрического поля лазерной волны. В результате усиление среды, изначально локализованное в окрестности частоты инвертированного перехода, перераспределяется по комбинационным частотам, отстоящим от частоты резонанса (с учётом среднего по времени штарковского сдвига) на величину, кратную частоте модулирующего поля. При этом, если одна из высоких гармоник модулирующего поля настроена в резонанс с линией усиления на средней по времени частоте модулированного перехода, то остальные высокие гармоники будут автоматически в резонансе с соответствующими индуцированными линиями усиления. Если к тому же дисперсия плазмы на частоте модулирующего поля оказывается достаточно сильной, то гармоники разных порядков будут усиливаться независимо друг от друга с сохранением их относительных фаз. Более того, благодаря оптимальному выбору интенсивности модулирующего поля коэффициенты усиления для гармоник разных порядков могут быть сделаны приблизительно равными друг к другу. В результате, если на входе в среду высокие гармоники образуют последовательность аттосекундных импульсов, то в процессе их распространения интенсивность импульсов будет возрастать, а их длительность и форма сохраняться. В частности, в работах [33, 34] была показана возможность усиления аттосекундных импульсов на два порядка по интенсивности в водородоподобной активной среде ионов  $C^{5+}$ . Важно отметить, что, как и в случае водородоподобного резонансного поглотителя, особенности модуляции энергий состояний на инвертированном переходе приводят к тому, что в

водородоподобной активной среде усилить можно только одну поляризационную компоненту поля совокупности высоких гармоник, которая параллельна поляризации модулирующего поля. Из-за этого усиление совокупности эллиптически/циркулярно поляризованных высоких гармоник в такой среде оказывается невозможным.

Поиск путей преодоления указанных выше ограничений является актуальной задачей развития настольных источников интенсивного короткоимпульсного ВУФ/рентгеновского излучения с управляемой поляризацией.

## **Цели диссертации**

1. Разработка последовательной аналитической модели, описывающей основные закономерности распространения резонансного ВУФ/рентгеновского излучения в оптически модулированной активной среде плазменного рентгеновского лазера на основе водородоподобных ионов.

2. Аналитическое и численное исследование оптимальных условий преобразования пикосекундного импульса резонансного излучения в последовательность субфемто-/аттосекундных импульсов благодаря появлению интенсивных синфазных комбинационных спектральных компонент в оптически модулированной водородоподобной активной плазме с умеренной плазменной дисперсией на частоте модулирующего поля.

3. Аналитическое и численное исследование возможности увеличения эффективности усиления субфемто-/аттосекундных импульсов в оптически модулированной водородоподобной активной плазме с умеренной плазменной дисперсией на частоте модулирующего поля.

4. Обобщение предложенного в работе [33] метода усиления излучения совокупности высоких гармоник, образующих последовательность аттосекундных импульсов, на случай неводородоподобной, а именно неоподобной активной плазмы.

5. Аналитическое и численное исследование возможности усиления и управления поляризацией излучения совокупности высоких гармоник в оптически модулированной неоподобной активной плазменной среде.

## **Научная новизна результатов**

1. Построена аналитическая модель, позволяющая описать основные закономерности распространения резонансного ВУФ/рентгеновского излучения в оптически модулированной активной среде плазменного рентгеновского лазера на основе водородоподобных ионов.

2. На основе проведённых аналитических и численных исследований найдены оптимальные условия преобразования пикосекундного импульса резонансного ВУФ/рентгеновского излучения в последовательность субфемто-/аттосекундных импульсов вследствие генерации интенсивных синфазных комбинационных спектральных компонент при его распространении в опти-

чески модулированной водородоподобной активной плазме с умеренной плазменной дисперсией на частоте модулирующего поля.

3. Показана возможность значительного увеличения эффективности усиления субфемто-/аттосекундных импульсов высоких гармоник благодаря их конструктивной интерференции с генерируемым многочастотным когерентно рассеянным полем при распространении в оптически модулированной водородоподобной активной плазме с умеренной дисперсией на частоте модулирующего поля.

4. Проведено обобщение предложенного в работе [33] метода усиления излучения совокупности высоких гармоник, образующих последовательность аттосекундных импульсов, на случай неводородоподобной, а именно неоноподобной активной плазмы.

5. Показана возможность усиления и управления поляризацией излучения совокупности высоких гармоник в оптически модулированной неоноподобной активной плазменной среде.

### **Научная и практическая значимость результатов**

Исследованные в диссертации когерентные и поляризационные эффекты открывают возможность создания лабораторного источника интенсивных аттосекундных импульсов ВУФ/рентгеновского излучения с управляемой поляризацией, которые могут быть использованы в рентгеновской спектроскопии и аттосекундной метрологии. Кроме того, предложенная аналитическая модель позволяет оценить, не прибегая к трудоёмким численным расчётам, основные условия, необходимые для получения (генерации и/или усиления) многочастотного излучения с необходимыми спектрально-временными и поляризационными характеристиками.

### **Положения, выносимые на защиту**

1. В оптически модулированной водородоподобной активной плазме с умеренной дисперсией на частоте модулирующего поля благодаря генерации многочастотного когерентно рассеянного поля в оптимальных условиях имеется возможность преобразования квазимонохроматического резонансного излучения в последовательность аттосекундных импульсов с высокой интенсивностью и контрастом.

2. Взаимное когерентное рассеяние гармоник модулирующего поля высокого порядка, сопровождающее их усиление в активной водородоподобной среде плазменного рентгеновского лазера с умеренной дисперсией на частоте модулирующего поля, позволяет повысить в несколько раз эффективность усиления поля гармоник вследствие его конструктивной интерференции с когерентно рассеянным полем.

3. В оптически модулированной неоноподобной активной плазме имеется возможность усиления совокупности эллиптически или циркулярно поляризованных высоких гармоник, образующих последовательность аттосе-

кундных импульсов, как с сохранением их поляризации, так и с увеличением эллиптичности импульсов, обусловленным преимущественным усилением одной из поляризационных составляющих поля гармоник.

4. При распространении в оптически модулированной неоноподобной активной среде плазменного рентгеновского лазера возможно преобразование поляризации резонансного излучения одной или нескольких высоких гармоник, образующих последовательность аттосекундных импульсов, из линейной в циркулярную благодаря появлению фазового сдвига  $\pi/2$  между ортогонально поляризованными составляющими поля. При этом благодаря усилению в среде эффективность такого преобразования по энергии излучения превышает 100%.

### **Достоверность полученных результатов**

Достоверность полученных результатов обеспечивается корректным применением математических методов и надёжных экспериментальных данных о характеристиках рассматриваемых ионов и подтверждается согласованностью результатов численных расчётов с полученными аналитическими решениями. Физическая трактовка полученных результатов находится в согласии с общепризнанными представлениями.

### **Апробация результатов работы**

Основные результаты диссертационной работы докладывались на следующих конференциях и научных школах:

- научная школа «Нелинейные волны», г. Нижний Новгород, 2018 и 2020 гг.
- International Conference on Ultrafast Optical Science (UltrafastLight), г. Москва, 2018, 2020, 2022 гг.
- International Conference on X-Ray Lasers, Чешская Республика, г. Прага, 2018 г., и онлайн, 2020 г.
- International Conference “Frontiers of Nonlinear Physics”, г. Нижний Новгород, 2019 г.
- International Conference on Photonic, Electronic, and Atomic Collisions (ICPEAC), Франция, г. Довиль, 2019 г.
- научная конференция по радиофизике, г. Нижний Новгород, 2019 г.
- IV международная конференция и VI всероссийский молодёжный форум «Наука будущего – наука молодых», г. Москва, 2021 г.
- International Symposium Topical Problems of Nonlinear Wave Physics (NWP-2021), г. Нижний Новгород, 2021 г.
- XXVII Нижегородская сессия молодых ученых по техническим и естественным наукам, г. Нижний Новгород, 2022 г.

Результаты работы также обсуждались на научных семинарах в Институте прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова РАН и Институте общей физики им. А.М. Прохорова РАН. Материалы диссертации были опубликованы в ведущих российских и зарубежных научных журналах: Physical Review A, Physical



Review Research, Scientific Reports, Photonics, Physics of Wave Phenomena, Письма в ЖЭТФ, Квантовая электроника, а также в материалах российских и международных конференций. Всего по теме исследования опубликовано 8 статей в рецензируемых журналах [A1–A8] (из них 8 – в журналах, рекомендованных ВАК для публикации основных материалов), 18 статей и тезисов докладов в сборниках трудов всероссийских и международных конференций [A9–A26]. Представленные результаты были отмечены премиями XXIII и XXV Конкурсов работ молодых учёных ИПФ РАН в 2021 и 2023 гг., соответственно, и VII открытого конкурса научных работ молодых учёных в области физики, химии, биофизики и технологии наноструктур и элементов наноэлектроники (ИФМ РАН) в 2023 г.

### **Личный вклад автора в проведённые исследования**

Все теоретические результаты, изложенные в настоящей диссертации, получены лично автором либо при его непосредственном участии. В работе [A4] автором получено аналитическое решение, вывод которого приведён в разделе 1.2. В работах [A1, A2, A3, A6] автором проведены аналитические и численные расчёты, а также анализ полученных результатов. В работах [A5, A8] автором предложена идея согласования спектров усиления, проведены аналитические и численные расчёты. В работе [A7] автором предложена идея смещения согласованных спектров усиления для преобразования поляризации излучения высоких гармоник, проведены аналитические и численные расчёты, а также анализ полученных результатов.

### **Структура и объём диссертации**

Диссертация состоит из введения, двух глав и заключения. Полный объём диссертации составляет 165 страницы и включает 34 рисунка. Список литературы содержит 81 наименование. Список публикаций автора по теме диссертации содержит 26 наименований.

## **КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ**

Во **введении** обосновывается актуальность работы, формулируются её цели и задачи, описываются методы исследования, приводится информация о структуре и объёме диссертации, кратко излагается её содержание, формулируются выносимые на защиту научные положения, аргументируется научная новизна исследований, показывается научная и практическая значимость полученных результатов, обосновывается их достоверность, представляются сведения об апробации работы и о личном вкладе автора.

В **главе 1** детально исследуются когерентные эффекты, возникающие при одновременном распространении линейно поляризованных (вдоль одной оси) резонансного излучения затравки ВУФ/рентгеновского диапазона и интенсивного лазерного поля видимого/инфракрасного (ИК) диапазона в водородоподобной активной среде плазменного рентгеновского лазера с умерен-

ной дисперсией на частоте лазерного поля и/или с высоким невозмущённым коэффициентом усиления. В качестве активной среды рассматривается активная плазма водородоподобных ионов  $\text{Li}^{2+}$  с инверсией населённостей на переходе  $n = 1 \leftrightarrow n = 2$  (где  $n$  – главное квантовое число), длина волны которого лежит в ВУФ диапазоне и составляет приблизительно 13,5 нм. Основные параметры рассматриваемой плазмы водородоподобных ионов  $\text{Li}^{2+}$ , а также описание способа получения такой плазмы приведены в **разделе 1.3**.

В **разделе 1.1** приведена теоретическая модель, позволяющая численно исследовать особенности распространения резонансного излучения в модулированной водородоподобной активной плазме с учётом усиленного спонтанного излучения и нелинейности среды.

В **разделе 1.2** получено аналитическое решение, описывающее основные закономерности преобразования резонансного излучения затравки в такой среде:

$$S_\omega(x, \omega) = S_\omega(x=0, \omega) \exp \left[ g_0 x \sum_{k=-\infty}^{\infty} G_k(\omega) \right] + \frac{g_0}{\Delta K} \sum_{\substack{p=-\infty \\ p \neq 0}}^{\infty} R_{2p}(\omega) e^{i2p\theta} \int_0^{\Delta K x} S_\omega \left( \frac{\Phi}{\Delta K}, \omega + 2p\Omega \right) \exp \left[ \frac{g_0}{\Delta K} \sum_{k=-\infty}^{\infty} G_k(\omega) \cdot (\Delta K x - \Phi) + i2p\Phi \right] d\Phi, \quad (1)$$

где

$$G_k(\omega) = \frac{J_k^2(P_\Omega)}{1 - i(\omega + \omega_{\text{inc}} - \omega_z - k\Omega)/\gamma}, \quad (2)$$

$$R_{2p}(\omega) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{J_m(P_\Omega) J_{2p+m}(P_\Omega)}{1 - i(\omega + \omega_{\text{inc}} - \omega_z + (2p+m)\Omega)/\gamma},$$

$S_\omega(x=0, \omega)$  – спектр резонансного излучения с несущей частотой  $\omega_{\text{inc}}$  на входе в среду,  $g_0$  – невозмущённый коэффициент усиления активной среды,  $\gamma$  – полуширина линии усиления активной среды,  $\Delta K$  – изменение волнового числа модулирующего поля из-за разности фазовых скоростей модулирующего и резонансного полей в плазме.

В соответствии с этим решением каждая спектральная составляющая резонансного поля  $S_\omega(x, \omega)$  при распространении в среде испытывает усиление (первое слагаемое в (1)). Соответствующий инкремент усиления представляет собой совокупность лоренцевых контуров  $G_k(\omega)$ , отстоящих от смещённой вследствие постоянной составляющей квадратичного штарковского сдвига частоты резонанса  $\omega_z$  на кратное число частот модулирующего поля  $\Omega$ . Амплитуды лоренцевых контуров пропорциональны квадратам функций Бесселя первого рода соответствующего порядка от индекса модуляции  $P_\Omega = \Delta\Omega/\Omega$ , представляющего собой отношение амплитуды изменения частоты инвертированного перехода вследствие линейного эффекта Штарка к частоте модулирующего поля.

Кроме того, каждая спектральная составляющая падающего поля рассеивается на волне модуляции, распространяющейся в активной среде с фазовой

скоростью модулирующего поля. Из-за этого в среде генерируется когерентно рассеянное поле на комбинационных частотах, разнесённых от спектральной составляющей падающего поля на чётное число частот модулирующего поля (каждое слагаемое в сумме по  $p$  в (1)). При этом эффективность генерации когерентно рассеянного поля существенным образом зависит от разности фазовых скоростей модулирующего и резонансного полей, т.е. от величины  $\Delta K$ : чем больше эта разница, тем ниже эффективность генерации. В пределе сильной дисперсии плазмы на частоте модулирующего поля, когда выполняется неравенство  $g_0/\Delta K \ll 1$ , генерация когерентно рассеянного поля на комбинационных частотах оказывается подавленной, и спектральные составляющие падающего поля усиливаются в среде независимо друг от друга.

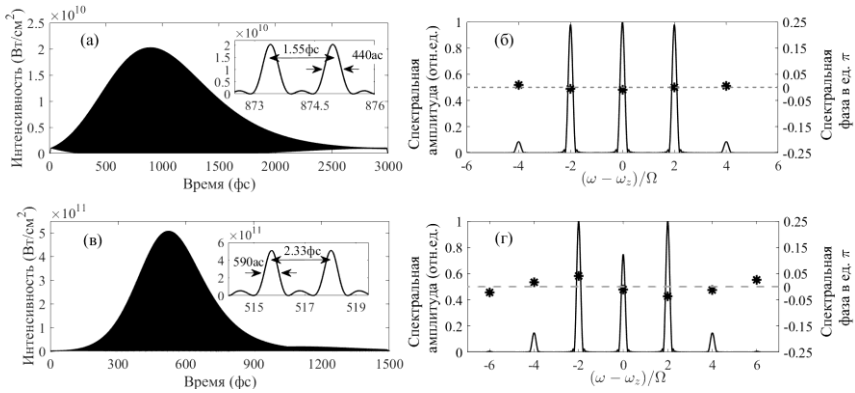
Многочастотное когерентно рассеянное поле позволяет сформировать последовательности субфемто-/аттосекундных импульсов ВУФ / рентгеновского диапазона или повысить их интенсивность. В **главе 1** рассмотрены оба возможных варианта.

Во-первых, в **разделе 1.4** показано, что благодаря появлению новых спектральных компонент вследствие когерентного рассеяния на выходе из оптически модулированной активной среды можно получить широкополосное излучение, которое при условии синхронизации новых компонент с падающим полем соответствует последовательности коротких импульсов. В качестве наиболее характерного примера в **главе 1** рассмотрен случай квази-монохроматического излучения затравки, частота которого находится в резонансе с одной из индуцированных линий усиления. Таким излучением может выступать импульс отдельной высокой гармоники или пикосекундный импульс немодулированного рентгеновского лазера.

Показано, что эффективность генерации новых комбинационных спектральных компонент максимальна в том случае, если падающее квази-монохроматическое поле находится в резонансе с 0-й (на средней по времени частоте инвертированного перехода  $\omega_z$ ) или  $\pm 2$ -й (отстоящей от средней по времени частоты инвертированного перехода на удвоенную частоту модулирующего поля,  $\omega_z \pm 2\Omega$ ) линией усиления ( $k = 0$  или  $k = \pm 2$  в (1) соответственно). При этом независимо от того, находится ли падающее поле в резонансе с центральной (0-й) или боковой линией усиления, комбинационные компоненты наиболее эффективно генерируются в окрестности центральной линии усиления.

Найдены оптимальные условия, при которых генерируемые комбинационные спектральные компоненты являются наиболее интенсивными и синфазными с падающим излучением (рис. 1 (б, г)). В найденных оптимальных условиях квази-монохроматическое излучение затравки преобразуется в последовательность интенсивных субфемто-/аттосекундных импульсов (рис. 1 (а, в)). К примеру, в случае активной среды водородоподобных ионов  $\text{Li}^{2+}$  показана возможность получения импульсов с длительностью вплоть до

440 ас (рис. 1 (а)) и пиковой интенсивностью вплоть до  $5 \times 10^{11}$  Вт/см<sup>2</sup> (рис. 1 (в)) в окрестности длины волны 13,5 нм.

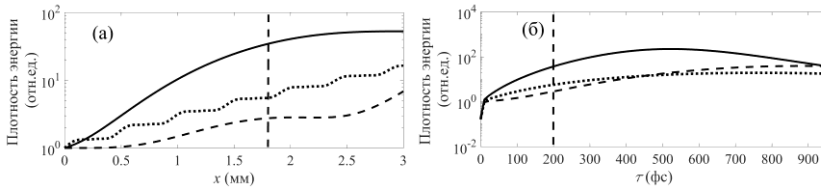


**Рис. 1.** (а, в) Временная зависимость интенсивности ВУФ поля линейной поляризации на выходе из модулированной активной среды ионов  $\text{Li}^{2+}$  при найденных оптимальных значениях параметров модулирующего поля и толщины (каждому рисунку соответствует свой оптимальный набор параметров). (б, г) Оконный спектр ВУФ поля в окрестности максимума импульсной последовательности на рисунке (а) или (в) соответственно. Звёздочки (правая ось) обозначают спектральные фазы на центральных частотах спектральных компонент.

Во-вторых, в **разделе 1.5** показано, что благодаря взаимному рассеянию спектральных составляющих падающего поля при определённых условиях удаётся увеличить эффективность усиления падающего поля за счёт его конструктивной интерференции с генерируемым когерентно рассеянным полем. Рассмотрен случай, когда падающее поле представляет собой совокупность высоких гармоник, резонансных к индуцированным линиям усиления чётных порядков, которые отстоят друг от друга на удвоенную частоту модулирующего поля. В плазме с умеренной дисперсией на частоте модулирующего поля гармоники разных порядков не только усиливаются, но и когерентно рассеиваются друг в друга, генерируя многочастотное когерентно рассеянное поле.

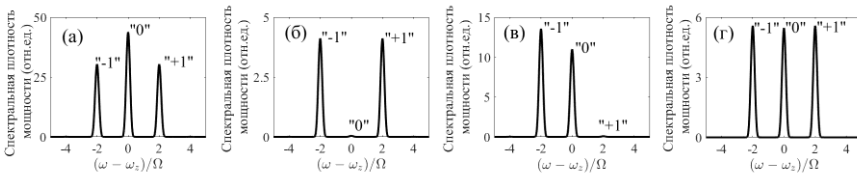
Интерференция когерентно рассеянного поля с излучением высоких гармоник оказывает существенное влияние на эффективность передачи энергии от активной среды к резонансному излучению, а также на распределение энергии между гармониками разных порядков. В частности, в определённых условиях реализуется эффект взаимного (интерференционного) усиления гармоник, при котором в результате конструктивной интерференции излучения гармоник и когерентно рассеянного поля суммарная энергия усиляемого излучения оказывается больше, чем в случае независимого усиления гармоник в плазме с высокой концентрацией свободных электронов (см. сплошную и пунктирную линии на рис. 2). Возможен также обратный эффект – интерференционное подавление усиления, при котором когерентно рассеянное

поле деструктивно интерферирует с излучением гармоник, и суммарная энергия резонансного излучения уменьшается по сравнению с независимым усилением гармоник в сильно диспергирующей плазме (см. штриховую и пунктирную линии на рис. 2).



**Рис. 2.** Зависимость суммарной плотности энергии трёх гармоник (а) от толщины среды в окрестности момента времени 200 фс (вертикальная штриховая линия на рисунке (б)) и (б) от локального времени на толщине среды 1,8 мм (вертикальная штриховая линия на рисунке (а)). Сплошная линия соответствует случаю взаимного усиления гармоник, штриховая линия – интерференционному подавлению усиления, пунктирная линия – независимому усилению гармоник (концентрация свободных электронов увеличена в 10 раз).

Обсуждаемые когерентные эффекты существенным образом зависят от относительных фаз гармоник на входе в среду и от начальной фазы модулирующего поля (которая эквивалентна задержке излучения гармоник относительно оптического поля на доли его периода) (рис. 3). В частности, показано, что фазы гармоник на входе в среду определяют степень асимметрии спектра усиливаемых гармоник на выходе из среды (см. рис. 3 (в)), что может использоваться как для управления спектром гармоник в процессе их усиления, так и для определения начальных фаз усиливаемых гармоник.

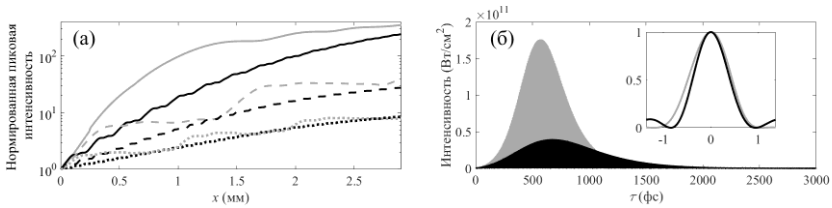


**Рис. 3.** Спектр излучения трёх гармоник на глубине среды, равной 1,8 мм, в окрестности момента времени 200 фс (см. рисунок 2): (а) – случай взаимного усиления гармоник, падающее излучение гармоник является синфазным; (б) – случай интерференционного подавления усиления, гармоника в фазе друг с другом, начальная фаза модулирующего поля смещена относительно случая (а) на  $\pi/2$ ; (в) – случай взаимного усиления гармоник (начальная фаза модулирующего поля такая же, как на рисунке (а)), +1-я гармоника находится в противофазе с 0-й и –1-й; (г) – случай независимого усиления гармоник, гармоника в фазе друг с другом. На всех рисунках полагается, что гармоника на входе в среду обладают одинаковыми амплитудами.

Кроме того, роль когерентных эффектов периодически меняется с толщиной среды (см. рис. 2 (а)), что обусловлено фазовым набегом модулирующей

шего поля, возникающим вследствие разности фазовых скоростей модулирующего поля и поля высоких гармоник. В частности, рост суммарной энергии излучения гармоник сопровождается её периодическими осцилляциями в пространстве, по масштабу которых можно судить о концентрации свободных электронов в активной плазме.

Кроме того, в **разделе 1.5** показано, что эффект взаимного усиления высоких гармоник может быть реализован для практически важного случая синфазных гармоник, образующих последовательность субфемто-/аттосекундных импульсов. Найдены оптимальные условия, при которых на основе взаимного усиления гармоник достигается наибольшее увеличение интенсивности образуемых ими импульсов по сравнению с независимым усилением гармоник в плотной плазме (рис. 4 (а)). Показано, что данный эффект является наиболее сильным для совокупности трёх синфазных гармоник. В этом случае пиковая интенсивность импульсов в усиливаемой импульсной последовательности достигает  $1,8 \times 10^{11}$  Вт/см<sup>2</sup> (для пиковой интенсивности излучения затравки  $10^9$  Вт/см<sup>2</sup>) (см. рис. 4 (б)). Эта интенсивность в 4,4 раза превышает пиковую интенсивность импульсной последовательности в случае независимого усиления гармоник на выходе из активной среды той же толщины. В то же время, с увеличением числа усиливаемых гармоник эффективность их усиления (как независимого, так и взаимного) снижается (см. рис. 4 (а)). Во-первых, перераспределение усиления среды по большему спектральному диапазону приводит к уменьшению эффективного коэффициента усиления гармоник, а во-вторых, необходимость увеличения длины волны модулирующего поля при его фиксированной интенсивности приводит к усилению плазменной дисперсии на частоте модулирующего поля и, соответственно, к ослаблению взаимного рассеяния гармоник друг в друга.



**Рис. 4.** (а) Пространственная зависимость нормированной пиковой интенсивности (глобального максимума интенсивности по всей огибающей) импульсной последовательности, образованной совокупностью трёх (сплошные линии), пяти (штриховые линии) или семи (пунктирные линии) гармоник модулирующего поля, в случае взаимного (серые линии) или независимого (чёрные линии) усиления. Здесь каждая точка каждой кривой соответствует различным моментам времени, в которые достигается максимум интенсивности излучения гармоник на соответствующей толщине среды. (б) Временная зависимость последовательности субфемтосекундных импульсов, образованных тремя высокими гармониками, в условиях их взаимного (серая линия) или независимого (чёрная линия) усиления.

Представленные в **главе 1** результаты отражены в публикациях [A1–A4, A6].

В **главе 2** исследуются поляризационные эффекты, а именно усиление и управление поляризацией излучения, при распространении поля высоких гармоник в оптически модулированной неоподобной активной среде плазменного рентгеновского лазера. В качестве активной среды рассматривается плазма неоподобных ионов  $Ti^{12+}$  с инверсией населённостей на переходе  $|3p^1S_0\rangle \leftrightarrow |3s^1P_1\rangle$ , длина волны которого лежит в ВУФ диапазоне и составляет 32,6 нм. В отличие от водородоподобной среды, рассмотренной в **главе 1**, в неоподобной активной среде под действием линейно поляризованного (вдоль оси  $z$ ) модулирующего поля энергии всех резонансных состояний на инвертированном переходе испытывают мгновенный квадратичный штрафковский сдвиг, что делает спектры усиления многочастотными для обеих ( $z$ - и  $y$ -) поляризационных компонент высокочастотного поля.

В **разделе 2.1** приведена теоретическая модель, позволяющая численно исследовать особенности распространения резонансного излучения в модулированной неоподобной активной плазме с учётом усиленного спонтанного излучения и нелинейности среды. В **разделе 2.2** приведены основные параметры активной плазмы ионов  $Ti^{12+}$  и сделан обзор литературы по созданию такой активной среды.

В **разделе 2.3** получено аналитическое решение для спектральных амплитуд поляризационных компонент резонансного излучения,  $S_z(x, \omega)$  и  $S_y(x, \omega)$ , на выходе из неоподобной модулированной активной среды ионов  $Ti^{12+}$ :

$$\begin{aligned} S_z(x, \omega) &= S_z(x=0, \omega) \exp[G_z(\omega)x], \\ S_y(x, \omega) &= S_y(x=0, \omega) \exp[G_y(\omega)x], \end{aligned} \quad (3)$$

где

$$\begin{aligned} G_z(\omega) &= \sum_{k_z=-\infty}^{\infty} G_z^{(k_z)}(\omega), \quad G_z^{(k_z)}(\omega) = \frac{g_{k_z}^{(z)}}{1+i(\omega_z+2k_z\Omega-\omega_{inc}-\omega)/\gamma}, \quad g_{k_z}^{(z)} = g_0 J_{k_z}^2(P_{\Omega}^{(z)}), \\ G_y(\omega) &= \sum_{k_y=-\infty}^{\infty} G_y^{(k_y)}(\omega), \quad G_y^{(k_y)}(\omega) = \frac{g_{k_y}^{(y)}}{1+i(\omega_y+2k_y\Omega-\omega_{inc}-\omega)/\gamma}, \quad g_{k_y}^{(y)} = g_0 J_{k_y}^2(P_{\Omega}^{(y)}), \end{aligned} \quad (4)$$

$\omega_{inc}$  – несущая частота падающего ВУФ излучения,  $\omega_z$  и  $\omega_y$  – средние по времени частоты  $z$ - и  $y$ -поляризованных переходов соответственно,  $g_0$  – невозмущённый коэффициент усиления среды,  $\gamma$  – полуширина линии усиления активной среды.

Согласно решению (3), (4) из-за сильного различия фазовых скоростей модулирующего ИК поля и резонансного ВУФ излучения в рассматриваемой плазме ( $g_0/\Delta K \ll 1$ ) частотные компоненты ВУФ излучения усиливаются независимо друг от друга (в среде не формируется сильное когерентно рассеянное поле). При этом спектры усиления для  $z$ - и  $y$ -поляризационных компонент высокочастотного поля,  $G_z(\omega)$  и  $G_y(\omega)$  (см. (4)), представляют собой наборы индуцированных линий усиления, отстоящих от средних частот  $z$ - и  $y$ -

поляризованных переходов ( $\omega_z$  и  $\omega_y$ ) на чётное число  $k_z$  и  $k_y$  частот модулирующего поля, а соответствующие им коэффициенты усиления отличаются от невозмущённого коэффициента усиления  $g_0$  в  $J_{k_z}^2(P_\Omega^{(z)})$  и  $J_{k_y}^2(P_\Omega^{(y)})$  раз, где  $P_\Omega^{(z)} = \Delta_\Omega^{(z)}/(2\Omega)$  и  $P_\Omega^{(y)} = \Delta_\Omega^{(y)}/(2\Omega)$  – индексы модуляции соответствующих переходов (амплитуды модуляции частот переходов  $\Delta_\Omega^{(z)}$  и  $\Delta_\Omega^{(y)}$ , нормированные на удвоенную частоту модулирующего поля). Из-за того, что средние по времени частоты  $z$ - и  $y$ -поляризованных переходов  $\omega_z$  и  $\omega_y$ , а также амплитуды их модуляции  $\Delta_\Omega^{(z)}$  и  $\Delta_\Omega^{(y)}$ , несколько отличаются друг от друга, в общем случае спектры усиления рассогласованы между собой. Другими словами, центральные частоты линий усиления для ортогональных поляризационных составляющих различаются.

В разделе 2.4 показано, что при определённом выборе интенсивности и длины волны (частоты) модулирующего поля многочастотные спектры усиления для ортогонально поляризованных компонент ВУФ излучения совмещаются по частоте, что позволяет совместно усиливать обе поляризационные компоненты излучения эллиптической или циркулярной поляризации. Согласование спектров усиления для ортогональных поляризационных компонент достигается при условии, что разность между амплитудами частотной модуляции  $z$ - и  $y$ -поляризованных переходов кратна удвоенной частоте модулирующего поля  $\Omega$ . В главе 2 рассмотрен случай, когда эта разница равна  $2\Omega$ :

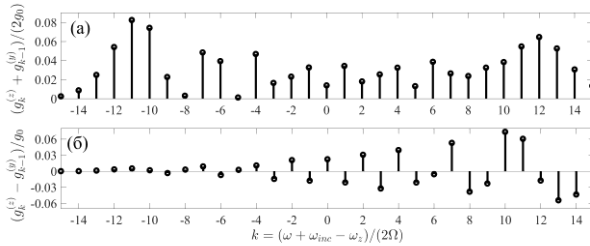
$$\Delta_\Omega^{(y)} - \Delta_\Omega^{(z)} = 2\Omega. \quad (5)$$

В этом случае спектр усиления для  $y$ -поляризации оказывается смещённым как целое относительно спектра усиления для  $z$ -поляризации на удвоенную частоту модулирующего поля, и  $k$ -я индуцированная линия усиления для  $z$ -поляризации совпадает с  $(k-1)$ -й индуцированной линией усиления для  $y$ -поляризации. Для неоподобных ионов  $\text{Tl}^{12+}$  данные условия реализуются, в частности, при использовании модулирующего поля с длиной волны  $3,9$  мкм и с интенсивностью  $8,26 \times 10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup>.

В силу различия аргументов ( $P_\Omega^{(z)}$  и  $P_\Omega^{(y)}$ ) и порядков ( $k$  и  $(k-1)$ ) функций Бесселя, коэффициенты усиления для  $z$ - и  $y$ -поляризационных составляющих резонансной гармоник, в общем случае, различаются. При этом в зависимости от порядка линий усиления  $k$  возможны три варианта (рис. 5): (а) коэффициенты усиления для  $z$ - и  $y$ -поляризаций близки друг к другу, (б) коэффициент усиления для  $z$ -поляризации больше, чем для  $y$ -поляризации, и (в) коэффициент усиления для  $y$ -поляризации больше, чем для  $z$ -поляризации. В первом случае поляризационные составляющие резонансной гармоник усиливаются с приблизительно равной эффективностью, что позволяет усиливать излучение эллиптической или циркулярной поляризации с приблизительно сохранением её поляризационного состояния. Во втором или третьем случаях (в зависимости от соотношения амплитуд поляризационных составляющих эллиптически поляризованного излучения затравки) имеется возможность увеличения эллиптичности излучения вплоть до единицы (что соответствует циркулярной поляризации) благодаря преимущественному усилению более



слабой поляризационной компоненты поля. Важно отметить, что в процессе такого усиления фазовые соотношения между поляризационными компонентами резонансного поля сохраняются.



**Рис. 5.** Полусумма (а) и разность (б) эффективных коэффициентов усиления  $z$ - ( $g_k^{(z)}$ ) и  $y$ - ( $g_{k-1}^{(y)}$ ) поляризованных составляющих при условии (5) в зависимости от величины отстройки от средней по времени частоты  $z$ -поляризованного перехода  $\omega_z$ . Эффективные коэффициенты усиления нормированы на  $g_0$ , а  $P_{\Omega}^{(z)} \approx 12,57$ ,  $P_{\Omega}^{(y)} \approx 13,57$ .

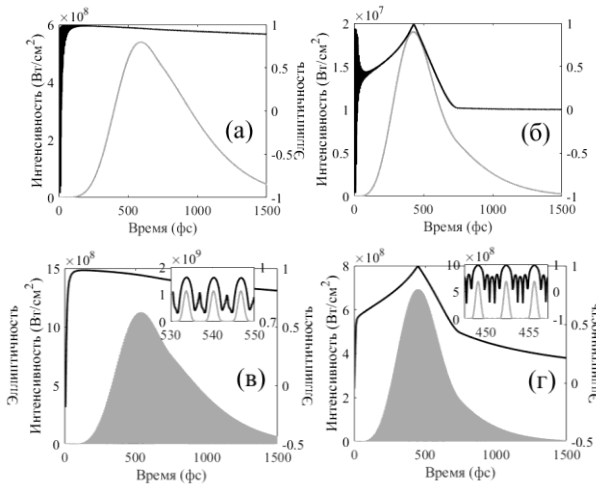
При выполнении условия (5) в спектре усиления активной плазмы неон-подобных ионов  $Ti^{12+}$  можно выделить две характерные области. Первая из них соответствует линиям усиления с номерами  $-15 \leq k \leq -6$  (рис. 5). Здесь коэффициенты усиления для  $z$ - и  $y$ -поляризационных компонент поля близки друг к другу, вследствие чего эта спектральная область подходит для усиления излучения с сохранением его поляризации. Во второй, соответствующей  $-4 \leq k \leq 5$  (см. рис. 5), для гармоник, резонансных к линиям усиления с чётными  $k$ ,  $z$ -поляризованная компонента поля усиливается эффективнее, чем  $y$ -поляризованная, тогда как для нечётных  $k$  эффективнее усиливается  $y$ -компонента. Соответственно, эта спектральная область подходит для усиления совокупности высоких гармоник эллиптической поляризации с увеличением их эллиптичности.

В разделе 2.5 следствия аналитического решения были проверены путём численного решения более общей системы уравнений, приведённой в разделе 2.1. Расчёты производились для модулирующего поля с длиной волны 3,9 мкм и интенсивностью  $8,26 \times 10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup>. Были рассмотрены четыре случая.

Во-первых, исследовано усиление циркулярно поляризованной 135-й гармоники модулирующего поля, настроенной в резонанс с линиями усиления с  $k = -10$  (рис. 6 (а)). Показано, что на выходе из модулированной активной плазмы ионов  $Ti^{12+}$  толщиной 10 мм интенсивность излучения возрастает в 27 раз, а энергия – в 62 раза. При этом поляризационное состояние гармоники с хорошей точностью сохраняется. Так, эллиптичность в окрестности максимума интенсивности усиленного излучения гармоники уменьшилась всего на 4% и составила 0,96. При этом в силу того, что усиление происходит в близком к линейному режиме, в процессе усиления спектральные контуры поляризационных составляющих поля гармоники обужаются, а длительность

оггибающей усиленного излучения заметно возрастает как в  $z$ -, так и в  $y$ -поляризации. Последнее обуславливает значительную разницу в величине усиления гармоники по интенсивности и по энергии.

Во-вторых, рассмотрено усиление эллиптически поляризованной 175-й гармоники модулирующего поля в резонансе с линиями усиления с  $k = 10$  с наибольшей разницей между коэффициентами усиления для  $z$ - и  $y$ -поляризационных составляющих (рис. 6 (б)). Эллиптичность гармоники на входе в среду полагалась равной 0,3 (доминирует  $y$ -поляризация), при этом на выходе из активной среды толщиной 5,7 мм вследствие преимущественного усиления  $z$ -компоненты излучение гармоники в максимуме (суммарной по поляризационным компонентам) интенсивности приобретает круговую поляризацию с одновременным увеличением энергии более чем в 3 раза.



**Рис. 6.** Временные зависимости суммарной (по поляризационным компонентам поля) интенсивности (серая линия, левая ось) и соответствующей эллиптичности (чёрная линия, правая ось) ВУФ излучения на выходе из модулированной активной плазмы неонородных ионов  $Ti^{12+}$ . Рисунок (а) соответствует случаю усиления циркулярно поляризованной гармоники в режиме сохранения её поляризационного состояния; рисунок (б) – усилению эллиптически поляризованной гармоники в режиме увеличения её эллиптичности; рисунок (в) – усилению последовательности циркулярно поляризованных субфемтосекундных импульсов в режиме сохранения их поляризационного состояния; рисунок (г) – усилению последовательности эллиптически поляризованных субфемтосекундных импульсов в режиме увеличения эллиптичности. На рисунках (в) и (г) чёрная линия показывает эллиптичность в максимумах импульсов, тогда как на вставках к этим рисункам чёрная линия показывает временную зависимость мгновенной эллиптичности в окрестности максимума огибающей импульсной последовательности.

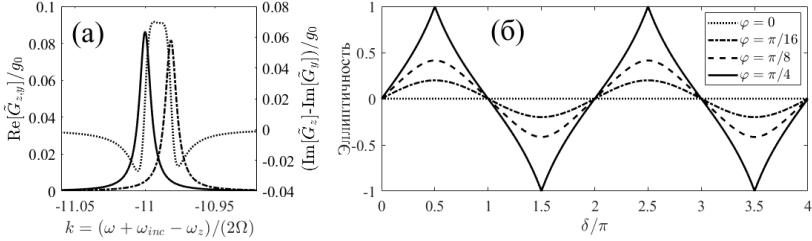
В-третьих, рассмотрено усиление циркулярно поляризованных субфемтосекундных импульсов, образованных совокупностью 129-й, 131-й, 133-й,

135-й и 137-й синфазных гармоник модулирующего поля, резонансных к линиям усиления из первой спектральной области с номерами  $k = -13, -12, -11, -10, -9$  соответственно (рис. 6(в)). Показано, что на выходе из активной среды толщиной 10 мм суммарная по обоим поляризациям пиковая интенсивность излучения возрастает приблизительно в 11,2 раза, в то время как полная энергия – в 35,5 раз. Как и в случае одиночной гармоник, рост энергии излучения обусловлен, в том числе, увеличением длительности его огибающей, связанным с обужением спектральных контуров гармоник в процессе усиления. При этом эллиптичность в окрестности максимумов импульсов оказывается близка к единице. К примеру, эллиптичность наиболее интенсивного импульса в последовательности составляет 0,94.

В-четвёртых, рассмотрено усиление эллиптически поляризованных аттосекундных импульсов, образованных совокупностью 149-й, 153-й, 157-й, 161-й и 165-й синфазных гармоник модулирующего поля, резонансных к линиям усиления из второй спектральной области с номерами  $k = -3, -1, 1, 3, 5$  соответственно (рис. 6 (г)). Показано, что при прохождении через модулированную активную плазму ионов  $Ti^{12+}$  толщиной 11 мм при эллиптичности падающего поля 0,55 (доминирует  $z$ -поляризация) вследствие преимущественного усиления  $y$ -поляризованной компоненты эллиптичность в окрестности максимума огибающей интенсивности суммарного (по поляризационным компонентам) поля гармоник достигает величины 0,996 при одновременном увеличении полной энергии поля в 5,1 раза.

Наконец, в **разделе 2.6** показана возможность преобразования линейно поляризованного излучения одной или нескольких высоких гармоник, образующих последовательность субфемто-/аттосекундных импульсов, в циркулярно поляризованное с увеличением энергии излучения при прохождении через оптически модулированную неоподобную активную плазму. Для этого необходимо внести фазовый сдвиг  $\delta = \pi/2$  между ортогональными поляризационными составляющими излучения гармоник. С этой целью предложено ввести небольшую частотную отстройку между согласованными спектрами усиления для  $z$ - и  $y$ -поляризации за счёт незначительного изменения интенсивности или длины волны модулирующего поля (рис. 7 (а)). К примеру, в случае ионов  $Ti^{12+}$  для введения оптимальной частотной отстройки  $\Delta\omega_{yz} = 3,8\gamma$  необходимо увеличить интенсивность модулирующего поля с длиной волны 3,9 мкм с  $8,26 \times 10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup> до  $8,45 \times 10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup>. В этом случае, если линейно поляризованное излучение гармоник настроено между ближайшими линиями усиления для  $z$ - и  $y$ -поляризации (см. рис. 7 (а)), и между поляризациями гармоник и модулирующего поля имеется некоторый угол  $\varphi$ , то вследствие резонансной дисперсии  $z$ -поляризованная компонента поля гармоник приобретёт отрицательный фазовый сдвиг, тогда как  $y$ -поляризованная компонента – положительный фазовый сдвиг. Показано, что для преобразования поляризации гармоник удобно использовать линии усиления из первой спектральной области (с близкими коэффициентами усиления для ортогональных по-

ляризационных компонент). При этом линейную поляризацию гармоники необходимо ориентировать под углом  $\varphi = \pi/4$  к поляризации модулирующего поля (рис. 7 (б)). В этом случае линейно поляризованная гармоника, настроенная, к примеру, между индуцированными линиями усиления с  $k = -11$ , станет циркулярно поляризованной на выходе из среды толщиной 6,5 мм.



**Рис. 7.** (а) По левой оси – спектры усиления оптически модулированной активной плазмы неоподобных ионов  $\text{Ti}^{12+}$  для  $z$ - (сплошная линия) и  $y$ - (штрих-пунктирная линия) поляризованных составляющих высокочастотного поля в окрестности линий усиления с  $k = -11$  при условии наличия отстройки  $\Delta\omega_{yz} = 3,8\gamma$  между согласованными линиями усиления для  $z$ - и  $y$ -поляризации; по правой оси – разность дисперсионных зависимостей, относящихся к линиям усиления  $z$ - и  $y$ -поляризаций (пунктирная линия). (б) Зависимость эллиптичности высокой гармоники, находящей посередине между линиями усиления из первой спектральной области, от разности фаз  $\delta$  между поляризационными компонентами при различных значениях угла  $\varphi$  между направлениями поляризации поля высокой гармоники и модулирующего поля на входе в среду.

Кроме того, показано, что, несмотря на различие в коэффициентах усиления гармоник разных порядков (и соответствующее различие толщин среды, на которых каждая из линейно поляризованных гармоник становится циркулярно поляризованной), для совокупности высоких гармоник, образующих последовательность субфемто-/аттосекундных импульсов, существует оптимальная толщина среды, на которой соответствующие импульсы приобретают циркулярную поляризацию в том смысле, что излучение становится циркулярно поляризованным в окрестности максимумов интенсивности импульсов, тогда как между импульсами, где интенсивность мала, эллиптичность излучения является сильно неоднородной по времени (рис. 8). При этом с увеличением числа высоких гармоник однородность распределения эллиптичности в пределах каждого импульса понижается, а соответствующая оптимальная толщина среды – увеличивается, по причине возрастающего различия в коэффициентах усиления гармоник разных порядков. Так, для совокупности трёх высоких гармоник оптимальная толщина среды составляет 7,7 мм, для пяти гармоник – 9,8 мм, а для семи гармоник – 11,7 мм. Кроме того, различие в коэффициентах усиления гармоник приводит к уменьшению эффективности усиления импульсов, а также к искажениям пьедестала, усиливающимся с ростом числа гармоник.

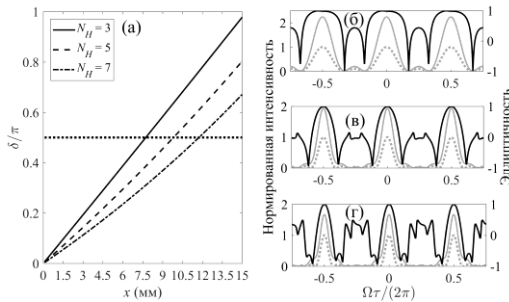


Рис. 8. (а) Зависимость величины фазового сдвига  $\delta$  между поляризационными компонентами излучения в окрестности максимумов субфемто-/аттосекундных импульсов, образованных совокупностями трёх ( $N_H = 3$ , сплошная линия), пяти ( $N_H = 5$ , штриховая линия) и семи ( $N_H = 7$ , штрих-пунктирная линия) синфазных высоких гармоник. Пунктирная

линия соответствует  $\delta = \pi/2$ . (б-г) Временные зависимости нормированной суммарной (по поляризационным составляющим) интенсивности (серая линия, левая ось) и эллиптичности (чёрная линия, правая ось) субфемто-/аттосекундных импульсов, образованных совокупностями трёх (рисунок (б)), пяти (рисунок (в)) и семи (рисунок (г)) высоких гармоник, на глубине среды, соответствующей  $\delta = \pi/2$  на рисунке (а).

Стоит также отметить, что рассмотренные в **главе 2** поляризационные эффекты могут наблюдаться и в других неоноподобных, а также никелеподобных активных средах, например, в плазме никелеподобных ионов  $\text{Mo}^{14+}$  или  $\text{Ag}^{19+}$  [35], в силу схожей структуры резонансных энергетических уровней, что открывает возможность эффективного усиления и преобразования поляризации высоких гармоник и образуемых ими импульсов в различных (в том числе, более коротковолновых) спектральных диапазонах.

Представленные в **главе 2** результаты отражены в публикациях [A5, A7, A8].

## ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ДИССЕРТАЦИИ

1. Построена аналитическая модель, описывающая основные закономерности преобразования резонансного ВУФ/рентгеновского излучения заправки в оптически модулированной водородоподобной активной среде плазменного рентгеновского лазера с умеренной дисперсией на частоте модулирующего поля.

2. Найдены оптимальные условия преобразования квазимонохроматического резонансного излучения (например, пикосекундного импульса плазменного рентгеновского лазера) в последовательность интенсивных субфемто-/аттосекундных импульсов с наибольшим контрастом при прохождении через оптически модулированную активную плазму водородоподобных ионов  $\text{Li}^{2+}$ .

3. Исследованы возможности усиления совокупности высоких гармоник модулирующего поля, настроенных в резонанс с индуцированными линиями усиления чётных порядков, в водородоподобной плазме с умеренной дисперсией на частоте модулирующего поля; показано, что в зависимости от относительных фаз гармоник на входе в среду, начальной фазы модулирующего поля, а также толщины активной среды реализуются эффекты (а) взаимного

(интерференционного) усиления гармоник и (б) интерференционного подавления усиления гармоник.

4. Показано, что эффект взаимного усиления высоких гармоник может быть реализован для практически важного случая синфазных гармоник, образующих последовательность субфемто-/аттосекундных импульсов; найдены оптимальные условия, при которых на основе взаимного усиления гармоник в водородоподобной активной плазме ионов  $\text{Li}^{2+}$  достигается наибольшее увеличение интенсивности образуемых ими импульсов по сравнению с независимым усилением гармоник в плазме с высокой электронной концентрацией.

5. Обобщён на практически значимый случай неоноподобных плазменных рентгеновских лазеров ранее предложенный для случая водородоподобной активной плазмы метод усиления аттосекундных импульсов, образованных совокупностью гармоник модулирующего поля высокого порядка.

6. На основе полученного аналитического решения показано, что при оптимальном выборе интенсивности и длины волны модулирующего поля многочастотные спектры усиления неоноподобной активной плазмы для ортогонально поляризованных компонент резонансного излучения совмещаются по частоте вследствие того, что их смещение друг относительно друга становится кратным удвоенной частоте модулирующего поля, что позволяет совместно усиливать обе поляризационные компоненты излучения эллиптической или циркулярной поляризации.

7. Показано, что в случае неоноподобной активной плазмы ионов  $\text{Tl}^{12+}$  при относительном смещении спектров усиления для ортогонально поляризованных компонент резонансного поля на удвоенную частоту модулирующего поля в спектре усиления модулированной среды имеется область, в которой можно усиливать излучение совокупности циркулярно поляризованных высоких гармоник с незначительным изменением их эллиптичности, а также область, в которой можно усиливать совокупности высоких гармоник эллиптической поляризации с увеличением их эллиптичности.

8. Показана возможность преобразования линейной поляризации резонансного излучения одной высокой гармоники, а также нескольких высоких гармоник, образующих последовательность субфемто-/аттосекундных импульсов, в циркулярную при распространении в оптически модулированной неоноподобной активной среде плазменного рентгеновского лазера с эффективностью преобразования по энергии излучения выше 100 %.

### Список цитированной литературы

1. *Rocca J.J.* Table-top soft x-ray lasers // *Rev. Sci. Instrum.* 1999. V. 70, № 10. P. 3799-3827.
2. *Suckewer S., Jaegle P.* X-ray laser: past, present, and future // *Laser Phys. Lett.* 2009. V. 6, № 6. P. 411-436.
3. *Agostini P., DiMauro L.F.* The physics of attosecond light pulses // *Rep. Prog. Phys.* 2004. V. 67, № 6. P. 813-855.

4. *Krausz F., Ivanov. M.* Attosecond physics // *Rev. Mod. Phys.* 2009. V. 81, № 1. P. 163-234.
5. *Ayvazyan V. et al.* First operation of a free-electron laser generating GW power radiation at 32 nm wavelength // *Eur. Phys. J. D.* 2006. V. 37, № 2. P. 297-303.
6. *Ackermann W. et al.* Operation of a free-electron laser from the extreme ultraviolet to the water window // *Nat. Photonics.* 2007. V. 1, № 6. P. 336-342.
7. *Bostedt C. et al.* Ultra-fast and ultra-intense x-ray sciences: first results from the Linac coherent light source free-electron laser // *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 2013. V. 46, № 16. Art. no. 164003.
8. *Huang. S., Ding Y., Feng Y., Hemsing E., Huang Z., Krzywinski J., Lutman A.A., Marinelli A., Maxwell T.J., Zhu D.* Generating single-spike hard X-ray pulses with nonlinear bunch compression in free-electron lasers // *Phys. Rev. Lett.* 2017. V. 119, № 15. Art. no. 154801.
9. *Schneidmiller E.A., Yurkov M.V.* Obtaining high degree of circular polarization at x-ray free electron lasers via a reverse undulator taper // *Phys. Rev. ST Accel. Beams.* 2013. V. 16, № 11. Art. no. 110702.
10. *Ferrari E. et al.* Single shot polarization characterization of XUV FEL pulses from crossed polarized undulators // *Sci. Rep.* 2015. V. 5, № 1. Art. no. 13531.
11. *Lutman A.A. et al.* Polarization control in an X-ray free-electron laser // *Nat. Photon.* 2016. V. 10, № 7. P. 468-472.
12. *Chen C.T., Sette F., Ma Y., Modesti S.* Soft-x-ray magnetic circular dichroism at the  $L_{2,3}$  edges of nickel // *Phys. Rev. B.* 1990. V. 42, № 11. P. 7262-7265.
13. *Schneider C.M., Hammond M.S., Schuster P., Cebollada A., Miranda R., Kirschner J.* Observation of magnetic circular dichroism in uv photoemission from ferromagnetic fcc cobalt films // *Phys. Rev. B.* 1991. V. 44, № 11. P. 12066-12069.
14. *Böwering N., Lischke T., Schmidtke B., Müller N., Khalil T., Heinzmann U.* Asymmetry in photoelectron emission from chiral molecules induced by circularly polarized light // *Phys. Rev. Lett.* 2001. V. 86, № 7. P. 1187-1190.
15. *Johnson A.S. et al.* High-flux soft x-ray harmonic generation from ionization-shaped few-cycle laser pulses // *Sci. Adv.* 2018. V. 4, № 5. Art. no. eaar3761.
16. *Fu Y., Nishimura K., Shao R., Suda A., Midorikawa K., Lan P., Takahashi E.J.* High efficiency ultrafast water-window harmonic generation for single-shot soft X-ray spectroscopy // *Commun. Phys.* 2020. V. 3. Art. no. 92.
17. *Salières P., L'Huillier A., Lewenstein M.* Coherence control of high-order harmonics // *Phys. Rev. Lett.* 1995. V. 74, № 19. P. 3776-3779.
18. *Avitzour Y., Suckewer S.* Feasibility of achieving gain in transition to the ground state of C VI at 3.4 nm // *J. Opt. Soc. Am. B.* 2007. V. 24, № 4. P. 819-828.
19. *Reagan B.A., Berrill M., Wernsing K.A., Baumgarten C., Woolston M., Rocca J.J.* High-average-power, 100-Hz-repetition-rate, tabletop soft-x-ray lasers at sub-15-nm wavelengths // *Phys. Rev. A.* 2014. V. 89, № 5. Art. no. 053820.

20. *Radeonychev Y.V., Polovinkin V.A., Kocharovskaya O.* Extremely short pulses via Stark modulation of the atomic transition frequencies // *Phys. Rev. Lett.* 2010. V. 105, № 18. Art. no. 183902.
21. *Polovinkin V.A., Radeonychev Y.V., Kocharovskaya O.* Few-cycle attosecond pulses via periodic resonance interaction with hydrogenlike atoms // *Opt. Lett.* 2011. V. 36, № 12. P. 2296-2298.
22. *Antonov V.A., Radeonychev Y.V., Kocharovskaya O.* Formation of a single attosecond pulse via interaction of resonant radiation with a strongly perturbed atomic transition // *Phys. Rev. Lett.* 2013. V. 110, № 21. Art. no. 213903.
23. *Antonov V.A., Radeonychev Y.V., Kocharovskaya O.* Formation of ultrashort pulses via quantum interference between Stark-split atomic transitions in a hydrogenlike medium // *Phys. Rev. A.* 2013. V. 88, № 5. Art. no. 053849.
24. *Antonov V.A., Akhmedzhanov T.R., Radeonychev Y.V., Kocharovskaya O.* Attosecond pulse formation via switching of resonant interaction by tunnel ionization // *Phys. Rev. A.* 2015. V. 91, № 2. Art. no. 023830.
25. *Akhmedzhanov T.R., Emelin M.Yu., Antonov V.A., Radeonychev Y.V., Ryabikin M.Yu., Kocharovskaya O.* Ultimate capabilities for few-cycle pulse formation via resonant interaction of XUV radiation with IR-field-dressed atoms // *Phys. Rev. A.* 2017. V. 95, № 2. Art. no. 023845.
26. *Akhmedzhanov T.R., Antonov V.A., Morozov A., Goltsov A., Scully M., Suckewer S., Kocharovskaya O.* Formation and amplification of subfemtosecond x-ray pulses in a plasma medium of hydrogenlike ions with a modulated resonant transition // *Phys. Rev. A.* 2017. V. 96, № 3. Art. no. 033825.
27. *Zeitoun P. et al.* A high-intensity highly coherent soft X-ray femtosecond laser seeded by a high harmonic beam // *Nature.* 2004. V. 431. P. 426-429.
28. *Pedaci F., Wang Y., Berrill M., Luther B., Granados E., Rocca J.J.* Highly coherent injection-seeded 13.2 nm tabletop soft x-ray laser // *Opt. Lett.* 2008. V. 33, № 5. P. 491-493.
29. *Wang Y., Granados E., Pedaci F., Alessi D., Luther B., Berrill M., Rocca J.J.* Phase-coherent, injection-seeded, table-top soft-X-ray lasers at 18.9 nm and 13.9 nm // *Nat. Photon.* 2008. V. 2, № 2. P. 94-98.
30. *Koch J.A., MacGowan B.J., Da Silva L.B., Matthews D.L., Underwood J.H., Batson P.J., Lee R.W., London R.A., Mrowka S.* Experimental and theoretical investigation of neonlike selenium x-ray laser spectral linewidths and their variation with amplification // *Phys. Rev. A.* 1994. V. 50, № 2. P. 1877-1898.
31. *Guilbaud O. et al.* Fourier-limited seeded soft x-ray laser pulse // *Opt. Lett.* 2010. V. 35, № 9. P. 1326-1328.
32. *Depresseux A. et al.* Demonstration of a circularly polarized plasma-based soft-x-ray laser // *Phys. Rev. Lett.* 2015. V. 115, № 8. Art. no. 083901.
33. *Antonov V.A., Han K.C., Akhmedzhanov T.R., Scully M., Kocharovskaya O.* Amplification in a plasma-based X-ray laser dressed by an infrared laser field // *Phys. Rev. Lett.* 2019. V. 123, № 24. Art. no. 243903.



34. *Khairulin I.R., Antonov V.A., Ryabikin M.Yu., Kocharovskaya O.* Enhanced amplification of attosecond pulses in a hydrogen-like plasma-based X-ray laser modulated by an infrared field at the second harmonic of fundamental frequency // *Photonics*. 2022. V. 9, № 2. Art. no. 51.

35. *Berrill M., Wang Y., Larotonda M.A., Luther B.M., Shlyaptsev V.N., Rocca J.J.* Pump pulse-width dependence of grazing-incidence pumped transient collisional soft-x-ray lasers // *Phys. Rev. A*. 2007. V. 75, № 6. Art. no. 063821.

#### **Список основных публикаций автора по теме диссертации**

A1. *Khairulin I.R., Antonov V.A., Ryabikin M.Yu., Kocharovskaya O.* Sub-fs pulse formation in a seeded hydrogenlike plasma-based x-ray laser dressed by an infrared field: analytical theory and numerical optimization // *Phys. Rev. Research*. 2020. V. 2, № 2. Art. no. 023255.

A2. *Хайрулин И.Р., Антонов В.А., Кочаровская О.А.* Интерференционные эффекты в процессе усиления высоких гармоник в активной среде плазменного рентгеновского лазера, модулированного оптическим полем // *Квантовая электроника*. 2020. Т. 50, № 4. С. 375-385.

A3. *Khairulin I.R., Antonov V.A., Ryabikin M.Yu., Kocharovskaya O.A.* Influence of detuning of the seeding VUV radiation from the resonance on formation of subfemtosecond pulses in the active medium of the plasma-based X-ray laser dressed by an intense IR field // *Physics of Wave Phenomena*. 2021. V. 29, № 3, P. 234-243.

A4. *Khairulin I.R., Antonov V.A., Ryabikin M.Yu., Kocharovskaya O.* Enhanced amplification of attosecond pulses in a hydrogen-like plasma-based X-ray laser modulated by an infrared field at the second harmonic of fundamental frequency // *Photonics*. 2022. V. 9, № 2. Art. no. 51.

A5. *Khairulin I.R., Antonov V.A., Ryabikin M.Yu., Berrill M.A., Shlyaptsev V.N., Rocca J.J., Kocharovskaya O.* Amplification of elliptically polarized subfemtosecond pulses in neon-like X-ray laser modulated by an IR field // *Sci. Rep.* 2022. V. 12. Art. no. 6204.

A6. *Khairulin I.R., Antonov V.A., Ryabikin M.Yu., Kocharovskaya O.* Mutual amplification of high-order harmonics in an optically dressed hydrogenlike plasma-based x-ray laser // *Phys. Rev. A*. 2023. V. 107, № 2. Art. no. 023507.

A7. *Хайрулин И.Р., Антонов В.А., Рябикин М.Ю.* О возможности преобразования с увеличением энергии линейно поляризованных аттосекундных импульсов высоких гармоник в циркулярно поляризованные в оптически модулированной неоподобной активной среде плазменного рентгеновского лазера // *Письма в ЖЭТФ*. 2023. Т. 117, № 9. С. 658-669.

A8. *Antonov V.A., Khairulin I.R., Ryabikin M.Yu., Berrill M.A., Shlyaptsev V.N., Rocca J.J., Kocharovskaya O.* Amplification and ellipticity enhancement of high-order harmonics in a neonlike x-ray laser dressed by an IR field // *Phys. Rev. A*. 2023. V. 107, №6. Art. no. 063511.

A9. *Хайрулин И.Р., Антонов В.А., Кочаровская О.А.* Формирование аттосекундных импульсов в активной среде плазменного рентгеновского лазера, модулированной лазерным полем оптического диапазона // Нелинейные волны – 2018, XVIII научная школа. Тезисы докладов молодых ученых, Нижний Новгород : ИПФ РАН, 2018. С. 196–198.

A10. *Khairulin I.R., Antonov V.A., Kocharovskaya O.* Formation of sub-fs x-ray pulses via infrared modulation of a plasma-based x-ray laser // Technical Program of the 18th International Conference on Laser Optics (ICLO 2018), St. Petersburg, Russia, June 4-8, 2018. P. 31.

A11. *Khairulin I.R., Antonov V.A., Kocharovskaya O.* Attosecond pulse formation in active medium of a plasma-based x-ray laser, dressed by a strong optical field: analysis and optimization // Book of Abstracts of International Conference on Ultrafast Optical Science (UltrafastLight-2018), Moscow, Russia, 2018. P. 69.

A12. *Antonov V., Khairulin I., Kocharovskaya O.* Towards generation of attosecond pulses by a plasma-based x-ray laser via modulation of its resonant transition by an optical field // Book of Abstracts of International Conference on X-Ray Lasers (ICXRL), Prague, Czech Republic, October 7-12, 2018. P. 22.

A13. *Akhmedzhanov T. Antonov V., Zhang X., Han K.C., Kuznetsova E., Khairulin I., Radeonychev Y., Scully M., Kocharovskaya O.* Shaping of x-ray pulses via dynamical control of their interaction with a resonant medium // Book of Abstracts of International Conference on X-Ray Lasers (ICXRL), Prague, Czech Republic, October 7-12, 2018. P. 40.

A14. *Хайрулин И.Р., Антонов В.А., Кочаровская О.А.* Формирование аттосекундных импульсов в активной среде плазменного рентгеновского лазера, модулированной интенсивным оптическим полем // Труды XXIII научной конференции по радиофизике, посвященной 100-летию со дня рождения Н.А. Железцова. Н. Новгород : ННГУ, 2019. С. 314—315.

A15. *Khairulin I.R., Antonov V.A., Kocharovskaya O.* Towards attosecond plasma-based X-ray laser // Proceedings of VII International Conference "Frontiers of Nonlinear Physics" (FNP-2019), Nizhny Novgorod, 2019. P. 236–237.

A16. *Antonov V.A., Khairulin I.R., Kocharovskaya O.* Optically dressed plasma-based X-ray lasers: polarization and spectral control // XXXI International Conference on Photonic, Electronic and Atomic Collisions (ICPEAC 2019), Deauville, France, July 23-30, 2019, Book of Abstracts. P. 922.

A17. *Хайрулин И.Р., Антонов В.А., Кочаровская О.А.* Взаимное усиление гармоник высокого порядка в активной среде плазменного рентгеновского лазера, модулированной интенсивным оптическим полем // Нелинейные волны – 2020, XIX научная школа. Тезисы докладов, Нижний Новгород: ИПФ РАН, 2020. С. 264–265.

A18. *Khairulin I.R., Antonov V.A., Kocharovskaya O.* Mutual amplification of high-order harmonics and sub-femtosecond pulses in active medium of a plasma-based X-ray laser dressed by a strong IR field // IV International Conference on

Ultrafast Optical Science (UltrafastLight-2020), Moscow, Russia, 2020, Book of Abstracts, M: LLC «SAM Polygraphist», 2020 (ISBN: 978-5-00166-187-0). P. 31.

A19. *Khairulin I., Antonov V., Ryabikin M., Kocharovskaya O.* Amplification of elliptically or circularly polarized sub-femtosecond XUV pulses in optically dressed neon-like plasma-based X-ray laser // International Conference on X-Ray Lasers 2020 (ICXRL 2020) (online conference), Swiss Chemical Society (SCS), December 8–10, 2020, Abstracts, paper Siv3.

A20. *Antonov V., Khairulin I., Ryabikin M., Kocharovskaya O.* Mutual amplification of high-order harmonics for increasing efficiency of sub-femtosecond pulse train amplification in optically dressed plasma-based X-ray laser // International Conference on X-Ray Lasers 2020 (ICXRL 2020) (online conference), Swiss Chemical Society (SCS), December 8–10, 2020, Abstracts, paper Siv4.

A21. *Akhmedzhanov T., Antonov V., Zhang X., Han K.C., Kuznetsova E., Khairulin I., Radeonychev Y., Scully M., Kocharovskaya O.* Shaping of X-ray pulses via dynamical control of their interaction with a resonant medium // X-Ray Lasers 2018: Proceedings of the 16th International Conference on X-Ray Lasers, Springer Proceedings in Physics, Vol. 241 (Michaela Kozlová and Jaroslav Nejd1, Eds.), Springer International Publishing. 2020. P. 45–52.

A22. *Хайрулин И.П.* Усиление высоких гармоник циркулярной или эллиптической поляризации в неоноподобной активной среде плазменного рентгеновского лазера, модулированного оптическим полем // IV междунар. конференция и VI всероссийский молодёжный форум «Наука будущего – наука молодых», Сборник тезисов докладов участников. Москва, 2021. С. 136.

A23. *Antonov V.A., Khairulin I.R., Ryabikin M.Yu., Kocharovskaya O.A.* Amplification of attosecond pulse trains with arbitrary polarization by IR-field-dressed plasma-based X-ray lasers // Program of 29th International Laser Physics Workshop (LPHYS'21) (online conference), July 19-23, 2021. paper S1.4.4, <https://www.lasphys.com/workshops/abstracts/files/2021/87/d5/9b/174af260fb9711bd0d3a32beb9/abstract.pdf>.

A24. *Khairulin I.R., Antonov V.A., Kocharovskaya O.* Attosecond recombination plasma-based X-ray laser // International Symposium “Topical Problems of Nonlinear Wave Physics” (NWP-2021), Nizhny Novgorod, Russia, 2021, Program/Abstracts, <https://nwp2021.ipfran.ru/program/abstract/57>.

A25. *Хайрулин И.П., Антонов В.А.* Когерентное увеличение интенсивности аттосекундных импульсов в активной среде плазменного рентгеновского лазера, модулированного инфракрасным полем // XXVII Нижегородская сессия молодых ученых (технологические, естественные, математические науки). М: Издательство «Перо» (электронное издание). 2022. С. 371–374.

A26. *Khairulin I.R., Antonov V.A., Kocharovskaya O.* Transformation of a linearly polarized high harmonic radiation into a circularly polarized radiation in neon-like X-ray laser modulated by an IR field // VI International Conference on Ultrafast Optical Science (UltrafastLight-2022), Moscow, Russia, 2022, Book of Abstracts, [https://ultrafastlight.ru/assets/files/bookofabstracts\\_ultrafastlight2022.pdf](https://ultrafastlight.ru/assets/files/bookofabstracts_ultrafastlight2022.pdf). P. 20.

ХАЙРУЛИН Ильяс Равильевич

**КОГЕРЕНТНЫЕ И ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ  
ПРИ ФОРМИРОВАНИИ И УСИЛЕНИИ АТТОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ  
В МОДУЛИРОВАННОЙ АКТИВНОЙ СРЕДЕ  
ПЛАЗМЕННОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ЛАЗЕРА**

Автореферат

Подписано к печати 3.10.2023.

Формат  $60 \times 90 \frac{1}{16}$ . Усл. печ. л. 1,75. Тираж 100 экз. Заказ № 31(2023).

Отпечатано в типографии Института прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова РАН,  
603950, Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46