

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ
«МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИМЕНИ М.В. ЛОМОНОСОВА»

Физический факультет

На правах рукописи

ИВАНОВ КОНСТАНТИН АНАТОЛЬЕВИЧ

РОЛЬ ПРЕДЫМПУЛЬСА В ФОРМИРОВАНИИ БЫСТРОГО ЭЛЕКТРОННОГО
КОМПОНЕНТА ПРИ ФОКУСИРОВКЕ СУБТЕРАВАТТНОГО ФЕМТОСЕКУНДНОГО
ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ПОВЕРХНОСТЬ ЖИДКИХ И ТВЕРДЫХ МИШЕНЕЙ

Специальность 01.04.21 – лазерная физика

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук,
профессор Савельев-Трофимов А.Б.

Москва – 2013

Оглавление

Введение	5
Глава I Взаимодействие сверхмощного лазерного излучения с пространственно неоднородной плазмой. Влияние различных параметров на лазерное ускорение заряженных частиц.	16
1.1 Взаимодействие короткого лазерного импульса с веществом и формирование теплового электронного компонента плазмы.	16
1.2 Ускорение электронов в лазерной плазме по мере роста интенсивности греющего импульса	18
1.2.1 Ускорение электронов в области умеренных интенсивностей.....	19
1.2.2 Ускорение электронов в области релятивистских интенсивностей.....	20
1.2.3 Ускорение электронов в области субрелятивистских интенсивностей	24
1.3 Влияние начальных условий на механизмы ускорения электронов.....	25
1.3.1 Воздействие на мишень лазерного импульса с различным контрастом на пико- и наносекундном масштабе времени	26
1.3.2 Использование поверхностно-модифицированных мишеней	29
1.4 Основные выводы к Главе I	30
Глава II Диагностика лазерной плазмы. Особенности оценки параметров плазмы при измерении её рентгеновского и гамма-спектров.....	32
2.1 Рентгеновские измерения.....	32
2.1.1 Искажения регистрируемого спектра в режиме счёта фотонов	34
2.1.2 Искажения регистрируемого спектра, связанные с низкой эффективностью регистрации высокоэнергетичных квантов	37
2.2 Методика восстановления исходного спектра плазмы с учётом эффектов рассеяния квантов в веществе	40
2.2.1 Экспериментальное измерение спектра рентгеновского излучения плазмы в режиме счёта фотонов.....	40
2.2.2 Численное моделирование взаимодействия рентгеновских квантов с веществом сцинтиллятора	42
2.3 Основные выводы к Главе II.....	47

Глава III Ускорение электронов в плазме, формируемой мощным фемтосекундным лазерным импульсом на поверхности микромодифицированной под воздействием предимпульса мишени из расплавленного металла.	49
3.1 Лазерная система на кристалле Ti:Sapphire. Характеризация параметров излучения.	50
3.2 Экспериментальная установка для изучения свойств плазмы, формируемой на поверхности жидкой мишени	54
3.3 Результаты рентгеновской диагностики лазерной плазмы	57
3.4 Результаты измерений ионных токов плазмы	60
3.5 Оптическая диагностика облака плазмы, формируемого предимпульсом	63
3.6 Численное моделирование лазерно-плазменного взаимодействия	69
3.6.1 Расчёт ускорения электронов на плазменных струях методом PIC-кода	69
3.6.2 Динамика плазменного облака	71
3.7 Основные выводы к Главе III	72
Глава IV Ускорение электронов в плазме, формируемой лазерным импульсом субрелятивистской интенсивности на поверхности твердотельных мишеней. Влияние формы и амплитуды предимпульсов на формирование быстрого электронного компонента.	75
4.1 Описание экспериментальной установки по исследованию плазмы, формируемой лазерным импульсом субрелятивистской интенсивности	76
4.2 Юстировка внеосевого параболического зеркала и контроль качества фокусировки	79
4.3 Результаты рентгеновской диагностики лазерной плазмы	81
4.3.1 Зависимость параметров плазмы от контраста импульса на различных масштабах времени. Результаты для минимальной длительности лазерного импульса	81
4.3.2 Зависимость параметров плазмы от контраста импульса на различных масштабах времени. Использование «длинного» импульса	89
4.4 Оптическая диагностика облака плазмы, формируемого фемтосекундным лазерным импульсом на поверхности твердотельных мишеней	96

4.5 Обобщение полученных экспериментальных данных	99
4.6 Численное моделирование релятивистского лазерно-плазменного взаимодействия методом PIC-кода	102
4.7 Основные выводы к Главе IV	105
Заключение	107
Благодарности	111
Список литературы.....	112

Введение

Актуальность работы

Прогресс, достигнутый в последние десятилетия в области создания нового поколения фемтосекундной лазерной техники, позволяет достигать тера- и петаваттных пиковых мощностей лазерного излучения при длительности импульса вплоть до нескольких оптических периодов. Во многом такому прогрессу способствовали исследования по нелинейной оптике, ускорению заряженных частиц, управляемому термоядерному синтезу и другие [1,2,3,4,5 и ссылки в них]. Фокусировка мощного фемтосекундного лазерного излучения позволяет получать пиковую интенсивность от 10^{16} до 10^{23} Вт/см² и уже на фронте лазерного импульса обеспечивает полевую ионизацию атомов мишени [6,7]. Лазерная плазма, формируемая при таком взаимодействии, представляет большой интерес благодаря уникальным в своём роде свойствам, среди которых одним из самых важных является существенная неравновесность распределения электронов по скоростям. В плазме, помимо теплового электронного компонента, за счёт действия различных бесстолкновительных механизмов поглощения энергии лазерного излучения появляются быстрые (так называемые «горячие») электроны, энергия которых может достигать десятков и сотен МэВ [8,9,10,11,12,13]. Наличие столь высокоэнергетичных частиц позволяет также ускорять протоны и ионы до энергий в несколько МэВ под действием амбиполярного поля, возникающего между улетающими электронами и более тяжёлыми частицами [14,15,16]. Проникновение электронов вглубь мишени ведёт к генерации тормозного и линейчатого жёсткого рентгеновского и гамма-излучения [4,5,17]. Подобного рода лазерно-плазменные источники получили широкое распространение при создании компактных ускорителей и источников сверхкоротких рентгеновских импульсов, инициировании ядерных реакций, терапии раковых опухолей, реализации рентгеновских методик диагностики с высоким временным разрешением и т.д [1-4].

Исследование механизмов генерации быстрых электронов в значительной степени позволяет предсказать свойства формирующейся плазмы. Обычно выделяют несколько основных диапазонов интенсивностей лазерного излучения, в которых преобладают те или иные механизмы генерации горячего электронного компонента: 1) область умеренных интенсивностей (до $\sim 10^{17}$ Вт/см²), в которой основными механизмами ускорения электронов принято считать резонансное поглощение, вакуумный нагрев и аномальный скин-эффект [1,8,18,19,20], 2) область релятивистских интенсивностей (от $\sim 10^{18}$ Вт/см² и до 10^{21} Вт/см²), в которой основной вклад в ускорение электронов дают стохастический

нагрев, пондеромоторное действие света, ускорение в «кильватерных» волнах и другие [2,11,12,21,22,23,24,25], 3) промежуточную область субрелятивистских интенсивностей (от $\sim 10^{17}$ до 10^{18} Вт/см²), в которой в той или иной степени могут проявляться все механизмы [26,27,28,29,30,31,32], а также 4) область ультрарелятивистских интенсивностей (свыше 10^{21} Вт/см²), в которой энергия покоя ионов оказывается сравнимой с энергией электронов [33,34].

Как показывают исследования, в области субрелятивистских интенсивностей преобладание того или иного эффекта во многом определяется контрастом лазерного импульса, то есть наличием предимпульсов или пьедестала, опережающих основной импульс на нано- и пикосекундном масштабах времени. При этом вопрос о роли контраста при различных условиях взаимодействия остаётся открытым. Существует множество работ, посвящённых изучению влияния предимпульсов на свойства плазмы [32,35,36,37,38,39,40], но целостной картины найти не удаётся. Сравнительно низкий контраст излучения (высокая интенсивность предимпульсов, превышающая порог плавления и пробоя вещества), приводит к тому, что основной импульс будет взаимодействовать не с резкой границей мишени, а сильно размытой и искажённой. С одной стороны, образование преплазменного слоя препятствует проникновению лазерного излучения до плотной мишени за счёт диссипации энергии в разреженной преплазме. С другой стороны, в образующейся преплазме могут происходить эффекты самовоздействия лазерного излучения, повышающие его пиковую интенсивность и приводящие к появлению в плазме релятивистских эффектов ускорения.

В связи с перспективами применения лазерной плазмы в целом ряде задач, встаёт вопрос об оптимизации и повышении эффективности преобразования энергии лазерного излучения в энергию частиц. Традиционно, направление работ в этой области связано с использованием специально подготовленных (микро- и наноструктурированных) мишеней, при взаимодействии с которыми могут происходить эффекты усиления локального поля, подавления теплопроводности вглубь мишени, в конечном итоге приводящие к росту энергии частиц в плазме [41,42,43,44,45,46,47,48]. Однако необходимым условием использования таких мишеней является высокий контраст лазерного импульса [49,50,51] (отсутствие предимпульсов, опережающих основной импульс на разных масштабах времени). Так, если интенсивность короткого предимпульса превышает порог плазмообразования ($\sim 10^{13}$ Вт/см²) или плавления ($\sim 10^{11}$ Вт/см²), то будет происходить разрушение поверхностных структур к моменту прихода основного импульса и, как следствие, подавление желаемого эффекта.

Однако недавние исследования показывают, что воздействие предимпульса на мишень может само по себе модифицировать поверхность вещества и также приводить к эффектам усиления локального поля и ограничения оттока тепла вглубь мишени, аналогичным тем, что наблюдаются на специально приготовленных мишенях. В этом отношении большой интерес представляет применение в качестве мишени вещества в жидкой фазе [35,52,53,54], структурирование поверхности которого возможно при определённых условиях. Исследование взаимодействия лазерного импульса с подобного рода мишенью представляет интерес еще и потому, что она обладает рядом преимуществ перед другими видами мишени: жидкую мишень не надо ни сдвигать, ни обновлять после каждого лазерного выстрела, что значительно облегчает конструирование возможных источников быстрых частиц и излучения из плазмы с высокой частотой повторения импульсов.

Наконец, на фоне этого стоит сказать, что существуют также механизмы генерации быстрых частиц, мало изученные экспериментально, но нашедшие теоретическое обоснование. К таким эффектам относится стохастический нагрев электронов [24,25], позволяющий, согласно оценкам, достигать энергий частиц, существенно превосходящих пондеромоторный потенциал.

Диагностика лазерной плазмы представляет собой достаточно трудоёмкую задачу, включающую в себя целый ряд различных методик. Одной из самых простых является измерение спектра плазмы в рентгеновском диапазоне [10,11,35,36,55 и другие], дающее простые оценки на энергии электронов с учётом тормозного характера спектра плазмы [56,57,58,59,60,61,62,63,64]. Тем не менее, при проведении подобных измерений непременно появляется ряд трудностей. Во-первых, при измерении рентгеновских спектров необходимо знать эффективность детектора, связанную, в частности, с малой вероятностью поглощения фотонов при относительно высоких энергиях. Во-вторых, искажение формы спектра может возникнуть при большом числе наложений квантов, регистрируемых в одном лазерном импульсе в режиме счёта фотонов. Очевидно, если среднее число регистрируемых событий за один лазерный выстрел превышает, грубо говоря, единицу, то спектр будет претерпевать существенные искажения. Получение адекватных оценок параметров плазмы в этих условиях невозможно без привлечения методов восстановления исходных параметров плазмы по измеренным [65,66,67,68,69].

Помимо рентгеновских измерений, широко применяются времяпролётные измерения ионов [70], летящих из плазмы, различные ядерные методики [71,72], оптическая диагностика плазмы [35,73] и т.д.

Конечно, детальное исследование лазерно-плазменного взаимодействия невозможно без привлечения теоретических расчетов и численного моделирования, и сегодня симуляции с использованием метода частицы в ячейке (particle-in-cell) [74], различные гидродинамические модели [75] и т.д. стали незаменимым инструментом учёных для выявления фундаментальных процессов, протекающих в плазме.

Цели диссертационной работы

1. Разработка методики измерения рентгеновских спектров плазмы (в диапазоне энергий квантов 10 кэВ – 10 МэВ), создаваемой фемтосекундным лазерным импульсом с интенсивностью порядка релятивистской, с помощью сцинтилляционных детекторов на основе кристаллов NaI в режиме счета фотонов и обработки этих спектров для получения оценки на среднюю энергию наиболее быстрого электронного компонента плазмы.

2. Определение ключевых характеристик предимпульсов фемтосекундного лазерного импульса на пико- и наносекундном масштабах времени, существенно влияющих на ускорение электронов в плазме, создаваемой на поверхности твердотельных и жидких мишеней этим импульсом с субрелятивистской интенсивностью, и оптическая диагностика облака формируемой предимпульсом плазмы.

Научная новизна работы

1. Обнаружено, что при воздействии на мишень из расплавленного металла двух последовательных импульсов с энергиями ~ 30 и 1000 мкДж и интенсивностями 1.5×10^{15} и 5×10^{16} Вт/см², отстоящих друг от друга на несколько наносекунд, наблюдается значительный рост средней энергии быстрых электронов (с 20 до 75 кэВ) и существенное увеличение выхода жёсткого рентгеновского излучения из плазмы по сравнению с случаем воздействия одного импульса с интенсивностью 5×10^{16} Вт/см².

2. Продемонстрировано, что воздействие на мишень из расплавленного металла (галлия) фемтосекундного импульса с энергией от 30 до 200 мкДж и интенсивностью от 1.5×10^{15} до 10^{16} Вт/см² ведёт к формированию на поверхности мишени повторяющихся от выстрела к выстрелу микроструктур в виде плотных струй, вылетающих от поверхности, длина которых в зависимости от энергии импульса составляет от десяти до сотни микрон, а время существования от момента формирования до размытия – около 15 нс. Именно взаимодействие с такими струями фемтосекундного лазерного импульса с интенсивностью около 10^{17} Вт/см², согласно результатам численного моделирования методом PIC-кода, проведённого А.В. Брантовым, приводит к усилению локальных

электрических полей и появлению в плазме электронов с аномально высокой энергией (до нескольких десятков кэВ).

3. Показано, что увеличение длительности лазерного импульса с 45 до 350 фс приводит к существенному возрастанию средней энергии быстрых электронов (от нескольких сотен кэВ до МэВ) при взаимодействии лазерного излучения с интенсивностью от 10^{17} до 10^{18} Вт/см² с протяженным (характерный пространственный масштаб более десяти длин волн) преплазменным слоем докритической плотности, образующимся под действием усиленной спонтанной люминесценции (ASE, относительная амплитуда около 10^{-5}) на поверхности твердотельных металлических мишеней (железа и свинца).

Аналогичного результата не наблюдается для мишени с высоким порогом пробоя (плавленого кварца), а также при использовании импульса с уровнем ASE около 10^{-8} , когда пространственный масштаб преплазменного слоя не превышает нескольких длин волн.

Практическая ценность

В диссертационной работе получен ряд результатов, способных найти своё применение при исследовании лазерно-плазменного взаимодействия, физики плазмы, а также для решения целого ряда прикладных и фундаментальных задач.

Разработанная методика обработки рентгеновских и гамма спектров плазмы, измеренных в режиме счёта квантов, позволяет оценить искажения формы рентгеновских спектров плазмы при их регистрации с помощью сцинтилляционных детекторов на основе кристалла NaI и получить оценки на среднюю энергию быстрых электронов в плазме.

Предложенный способ повышения выхода жёсткого рентгеновского излучения из плазмы за счёт микроструктурирования поверхности мишени из расплавленного металла путём введения предимпульса, опережающего основной на несколько наносекунд, может найти широкое применение при создании высокостабильных рентгеновских источников, способных работать на большой частоте следования лазерных импульсов. Подобный источник по своим характеристикам превосходит аналогичные, создаваемые при схожих параметрах греющего лазерного импульса на мишенях с применением расплавленных металлов.

Генерируемые в плазме, создаваемой на поверхности металлических мишеней лазерным импульсом субрелятивистской интенсивности с высоким уровнем усиленной спонтанной люминесценции, горячие электроны с средней энергией до 1 МэВ и гамма-кванты с энергией свыше 4 МэВ, открывают целый класс новых задач, связанных с

исследованием ядерных процессов, инициированием низкопороговых реакций, получением пучков электронов, ионов и нейтронов при помощи компактных лазерных систем субтераваттной мощности.

Защищаемые положения

1. Воздействие фемтосекундного импульса с энергией от нескольких десятков до нескольких сотен мкДж и интенсивностью от $\sim 10^{15}$ до $\sim 10^{16}$ Вт/см² на поверхность мишени из расплавленного галлия приводит к образованию плотных микроструктур в виде струй, характерное время жизни которых от момента формирования до размытия составляет около 15 нс.

2. При взаимодействии фемтосекундного лазерного импульса с интенсивностью около 5×10^{16} Вт/см² с микроструями, формируемыми на поверхности расплавленного галлия предимпульсом с указанными характеристиками, наблюдается существенный рост выхода жёсткого рентгеновского излучения и средней энергии горячих электронов в плазме (с 20 до 75 кэВ) по сравнению со случаем взаимодействия с невозмущённой предимпульсом поверхностью.

3. Использование фемтосекундного лазерного импульса с интенсивностью около 10^{18} Вт/см² при уровне усиленной спонтанной люминесценции около 10^{-5} приводит к существенному повышению средней энергии наиболее высокоэнергетичного электронного компонента, возникающего при воздействии этого импульса на твердотельные металлические мишени (железо, свинец), по сравнению со случаем, в котором уровень усиленной спонтанной люминесценции составляет около 10^{-8} .

4. Увеличение длительности лазерного импульса с 45 до 350 фс при сохранении его энергии (максимальная интенсивность 10^{18} Вт/см² при длительности 45 фс) и уровне усиленной спонтанной люминесценции около 10^{-5} приводит к появлению в плазме, формируемой на поверхности металлических мишеней (железо, свинец), нового горячего электронного компонента со средней энергией до 1 МэВ, отсутствующего при уровне усиленной спонтанной люминесценции около 10^{-8} .

Апробация работы и публикации

Основные результаты исследований, представленные в диссертационной работе докладывались автором на следующих научных конференциях: международная конференция Laser Optics 2008 (Санкт-Петербург, Россия, 2008) и Laser Optics 2010 (Санкт-Петербург, Россия, 2010), II Школа молодых учёных «Актуальные проблемы физики» (Москва, Россия, 2008), международная научная конференция студентов,

аспирантов и молодых ученых «Ломоносов-2009» (Москва, Россия, 2009), международная конференция Advanced Laser Technologies 2009 (Анталия, Турция, 2009), Третья Высшая Лазерная Школа «Современные проблемы лазерной физики» (Москва, Россия, 2009), международная конференция «Frontiers of Nonlinear Physics 2010» (Нижний-Новгород – Санкт-Петербург, Россия, 2010), 8-й Российский симпозиум «Проблемы физики ультракоротких процессов в сильнонеравновесных средах» (Новый Афон, Абхазия, 2010), 4-ая международная конференция «Superstrong Fields in Plasmas 2010» (Варенна, Италия, 2010), международная школа для молодых учёных «68th Scottish Universities Summer School in Physics» (Глазго, Шотландия, 2011), Пятые Черенковские чтения «Новые методы в экспериментальной ядерной физике и физике частиц» (Москва, Россия, 2012), Ломоносовские Чтения 2013 (Москва, Россия, 2013), международная конференция SPIE Optics and Optoelectronics 2013 (Прага, Чехия, 2013).

Также диссертант является соавтором докладов, представленных на следующих научных конференциях: международная конференция Nonlinear wave physics (NWP-2) (Нижний Новгород, Россия, 2008), 17-й международный симпозиум по лазерной физике (LRHYS'08) (Тронхейм, Норвегия, 2008), международная конференция Laser Optics 2010 (Санкт-Петербург, Россия, 2010), русско-французско-немецкий лазерный симпозиум 2009 (Нижний Новгород, Россия, 2009), 7-й, 8-й, 9-й, 10-й и 11-й международные симпозиумы «Complex systems of charged particles and their interaction with electromagnetic radiation» (Москва, Россия, 2009/2010/2011/2012/2013), 7-й Российский симпозиум «Проблемы физики ультракоротких процессов в сильнонеравновесных средах» (Новый Афон, Абхазия, 2009), международная конференция по когерентной и нелинейной оптике, лазерам, их применениям и технологиям ICONO/LAT-2010 (Казань, Россия, 2010), 7-й международный научный семинар «Математические Модели и Моделирование в Лазерно-Плазменных Процессах» (Москва, Россия, 2010), 3-й международный симпозиум «Laser-Driven Relativistic Plasmas Applied to Science, Energy, Industry, and Medicine» (Киото, Япония, 2011), 3-й международный симпозиум по взаимодействию лазерного излучения с веществом WLMI-2012 (Поркероль, Франция, 2012).

По теме диссертации опубликовано 5 статей в реферируемых журналах из списка ВАК России, включенных в систему цитирования Web of Science, а также издано в печатном виде 13 тезисов докладов международных и российских конференций.

Личный вклад автора

Все представленные в диссертационной работе оригинальные результаты получены автором лично, либо при его непосредственном участии. Автором осуществлялись

проведение экспериментов, обработка и анализ экспериментальных данных, разработка методики обработки рентгеновских спектров плазмы. При участии автора проводилось моделирование лазерно-плазменного взаимодействия и интерпретация результатов численного счёта.

Структура и объём диссертационной работы

Диссертация состоит из введения, четырёх глав и заключения. Работа изложена на 123 страницах, включает в себя 47 рисунков, 16 формул, 3 таблицы и список литературы (общее число ссылок - 133).

Краткое содержание диссертации

В *первой главе* работы рассмотрен вопрос о генерации теплового и горячего электронного компонента в плазме, формируемой на поверхности вещества под воздействием мощного сверхкороткого лазерного импульса при различных условиях взаимодействия. В первой части приводится обзор основных механизмов ускорения электронов по мере роста интенсивности лазерного излучения от умеренной (10^{16} Вт/см²) до релятивистской (свыше 10^{18} Вт/см²), среди которых резонансное поглощение, вакуумный нагрев, пондеромоторное ускорение, стохастический нагрев и другие. Далее обсуждается влияние различных факторов (поверхности мишени и контраста лазерного импульса) на процесс набора электронами энергии. В частности, показано, что при использовании поверхностно-структурированных мишеней возможно добиться существенного роста энергии электронов за счёт усиления локальных электрических полей на микронеоднородностях плазмы. При этом модифицирование поверхности может быть не только специально подготовленным, но и индуцированным самим лазерным импульсом и его предимпульсами. Показано также, что, варьируя размер преплазменного слоя, формируемого фронтом импульса или, опять же, предимпульсами, можно существенно влиять на поглощение энергии лазерного импульса плазмой, что, в конечном итоге, повышает энергию частиц.

Вторая глава целиком посвящена рентгеновской методике диагностики параметров лазерной плазмы, а именно, измерению спектра жёсткого рентгеновского и гамма спектров плазмы в режиме счёта фотонов с использованием наиболее распространённых сцинтилляционных детекторов на кристалле NaI. Показано, что на форму регистрируемого спектра сильное влияние оказывают сразу несколько факторов: 1) среднее число отсчётов прибора в единицу времени, 2) соотношение амплитудных коэффициентов тормозного излучения, генерируемого различными электронными

компонентами в плазме, 3) малая эффективность регистрации квантов с высокой энергией (свыше ~ 500 кэВ), связанная как с низким сечением процессов, так и с эффектами рассеяния квантов в веществе сцинтиллятора. Рассмотрены режимы различной загрузки детектора (различного среднего числа фотоотсчётов в единицу времени) при разных формах спектра. Продемонстрировано, что для корректной оценки средней энергии наиболее высокоэнергетического компонента (наиболее интересной для исследования) оптимальная загрузка, когда не происходит существенного искажения регистрируемого спектра за счёт наложений, составляет от 0.1 до 0.5 событий на один лазерный выстрел. Рассмотрены основные эффекты, происходящие при прохождении рентгеновских квантов через вещество.

Разработана методика оценки параметров плазмы, включающая в себя экспериментальное измерение спектра жёсткого рентгеновского излучения плазмы и численное восстановление исходного спектра плазмы. Модель позволяет оценить искажения спектра при его регистрации, связанные с эффектами рассеяния квантов в веществе, и получить оценки на температуры быстрых электронов в плазме.

Третья глава диссертации содержит в себе данные экспериментального исследования взаимодействия лазерного излучения с интенсивностью около 5×10^{16} Вт/см² с поверхностью мишени в жидкой фазе. Показано, что введение предимпульса с энергией от нескольких единиц до нескольких сотен мкДж и интенсивностью от $\sim 5 \times 10^{14}$ до $\sim 10^{16}$ Вт/см² приводит к росту средней энергии быстрых электронов в плазме и выхода жёсткого рентгеновского излучения по сравнению с случаем без предимпульса. А при энергии предимпульса в 25 мкДж и его интенсивности 1.5×10^{15} Вт/см² наблюдается максимум возрастания средней энергии электронов (с 20 до 75 кэВ) и увеличение выхода жёсткого рентгеновского излучения почти на два порядка. Для ионов, ускоряемых в плазме, однако, такого эффекта не наблюдается. Скорости положительно заряженных частиц падают с введением предимпульса. Оптическая диагностика облака плазмы, поднимаемого предимпульсом, выявила формирование микроструктур в виде тонких струй, вылетающих навстречу лазерному импульсу, размер которых сравним с диаметром фокального пятна, а время жизни составляет порядка 15 нс. Сравнение полученных экспериментальных данных с результатами численного моделирования лазерно-плазменного взаимодействия с помощью 3-х мерного PIC кода, проведённое А.В. Брантовым, показало, что наблюдаемый эффект можно связать с усилением локального электрического поля на микроструктурах, ускоряющим электроны вдоль поверхности струй и повышающим их конечную энергию. Отсутствие эффекта для ионов связано с тем, что под воздействием предимпульса на фоне плотных структур происходит также образование неплотного

преплазменного слоя, препятствующего формированию сильного амбиполярного поля улетающими от мишени электронами, ускоряющего положительно заряженные частицы в сторону от мишени.

Сам механизм образования структур, тем не менее, остаётся не до конца ясным. По всей видимости, имеют место гидродинамические эффекты, обуславливаемые сверхкоротким характером воздействия предимпульса на мишень.

В *четвёртой главе* диссертационной работы обсуждаются результаты экспериментального изучения влияния контраста лазерного импульса (предимпульсов на разных масштабах времени и уровня усиленной спонтанной люминесценции) на ускорение электронов в плазме, создаваемой на поверхности твердотельных мишеней с различным порогом пробоя излучением с интенсивностью порядка релятивистской. Показано, что при высоком контрасте лазерного излучения, когда граница мишени остаётся достаточно резкой (характерный масштаб размытости мишени менее одной длины волны), в плазме генерируется горячий электронный компонент с средней энергией до нескольких сотен кэВ. Введение предимпульса, опережающего основной на 12 нс, создающего длинный (до сотни микрон) преплазменный слой, который сильно рассеивается к моменту прихода основного импульса, слегка понижает энергию частиц, что, вероятно, связано с диссипацией энергии в облаке вещества. Ухудшение пикосекундного контраста, сопровождающееся образованием протяжённой плотной преплазмы с характерным масштабом более десяти длин волн, приводит к значительному росту средней энергии горячих электронов (до 500 кэВ при интенсивности около 10^{18} Вт/см² для свинцовой мишени). Наблюдаемый эффект может быть связан с тем, что по мере распространения в облаке неплотной преплазмы лазерный импульс испытывает самофокусировку, повышающую его пиковую интенсивность, а, достигая области преплазмы с близкой к критической плотностью, начинают играть роль релятивистские эффекты генерации быстрых электронов, такие как параметрическое рассеяние.

Обнаружено, что при увеличении длительности лазерного импульса с 45 до 350 фс с сохранением его энергии в плазме с протяжённым преплазменным слоем высокой плотности, создаваемой на поверхности металлических мишеней импульсом с уровнем усиленной спонтанной люминесценции около 10^{-5} , появляется новый горячий электронный компонент с средней энергией до 1 МэВ. Такого эффекта не наблюдается при удлинении импульса с низким уровнем усиленной спонтанной люминесценции (около 10^{-8}), а также с использованием мишени с высоким порогом пробоя, когда размер преплазмы оказывается существенно меньше (не более нескольких длин волн). Средняя

энергия горячих электронов в обоих случаях существенно понижается (до нескольких десятков кэВ) согласно уменьшению интенсивности.

В *заключении* приведены основные результаты и выводы диссертационной работы.

Глава I Взаимодействие сверхмощного лазерного излучения с пространственно неоднородной плазмой. Влияние различных параметров на лазерное ускорение заряженных частиц.

Взаимодействие мощного сверхкороткого лазерного импульса с веществом сопровождается образованием так называемой фемтосекундной лазерной плазмы (ФЛП) на поверхности вещества, поскольку уже при интенсивностях фемтосекундного лазерного излучения около 10^{11} Вт/см² происходит плавление вещества, а при интенсивности 10^{13} Вт/см² напряжённость электрического поля в падающем излучении обеспечивает полевую ионизацию атомов мишени [6,7]. Одной из наиболее интересных особенностей ФЛП является её существенная неравновесность и, как следствие, немаксвелловское распределение электронов по скоростям. Так, кроме теплового электронного компонента появляется горячий электронный компонент, энергия которого может составлять десятки, сотни килоэлектронвольт и более. Благодаря наличию столь высокоэнергетичных частиц плазма может служить в качестве источника как самих электронов, так и рентгеновского излучения в широком диапазоне энергий квантов, за счёт рассеяния электронов на ионах плазмы и атомах окружающего вещества, а также протонов, ионов и других частиц [1,2,3,4,5,17 и ссылки в них].

При исследовании плазмы большое внимание уделяется вопросу ускорения электронов, определяющим свойства плазмы в целом. Стоит отметить, что на процесс передачи энергии лазерного импульса к электронам влияет как непосредственно свойства лазерного излучения (в первую очередь интенсивность, а также форма, поляризация лазерного импульса и т.д.), так и другие параметры эксперимента (свойства мишени, её форма и агрегатное состояние). Помимо этого серьёзной проблемой является возможность повышение эффективности нагрева электронов при заданной энергии лазерного импульса, что чрезвычайно важно при создании лазерно-плазменных источников. Поэтому рассмотрим подробнее вопрос о взаимодействии лазерного излучения с веществом и механизмы ускорения электронов в плазме при различных условиях.

1.1 Взаимодействие короткого лазерного импульса с веществом и формирование теплового электронного компонента плазмы.

При взаимодействии лазерного излучения с веществом амплитуда электрического поля, достигаемая при фокусировке, сравнима с внутриатомным значением. Таким

образом, уже на фронте лазерного импульса происходит ионизация вещества. В зависимости от параметра Келдыша $\Gamma^2 = I_i/2\varepsilon_{osc}$, где I_i – потенциал ионизации иона, ε_{osc} – осцилляторная энергия электрона, преобладает многофотонная ионизация ($\Gamma^2 > 1$) или туннельная ионизация ($\Gamma^2 < 1$). При малой интенсивности ($\sim 10^{14}$ Вт/см²) (многофотонный процесс) концентрация свободных электронов становится порядка концентрации ионов вещества. При дальнейшем росте интенсивности кратность ионизации повышается, а в результате дополнительной ударной ионизации концентрация электронов в плазме достигает твердотельных значений и более (свыше 10^{23} см⁻³). В случае неравновесной плазмы, формируемой сверхкоротким лазерным импульсом, для нахождения заряда ионов необходимо рассматривать динамику ионизации с учётом изменения плотности плазмы, температуры электронов и т.п. Однако известно, что средний заряд ионов в плазме в значительной степени определяется температурой электронов. Основываясь на формуле Саха, в предположении того, что распределение ионов по зарядам узкое, можно показать, что средний заряд Z такой, потенциал ионизации I_Z до которого равен $3T_e$, где T_e – температура электронов в плазме [76].

Образование плазмы неизбежно сопровождается её остыванием. Этому в значительной степени способствует гидродинамический разлёт плазмы в вакуум, скорость которого грубо определяется скоростью ионного звука [1,77]:

$$v_s = \sqrt{Z \frac{T_e}{M}} \approx 3.1 \times 10^7 \sqrt{\frac{T_e}{\kappa_B}} \sqrt{\frac{Z}{A}} \left(\frac{\text{см}}{\text{сек}} \right), \quad (1.1)$$

где M – масса иона, A – массовое число вещества. Полагая, что разлёт изотермический, это приведёт к образованию спадающего от поверхности профиля плотности плазмы на поверхности мишени L , характерный масштаб которого пропорционален $v_s t \approx 0.3 \sqrt{\frac{T_e}{\kappa_B}} \sqrt{\frac{Z}{A}} \tau_{fs}$ нм, где τ_{fs} – время в фемтосекундах [1].

Еще одним процессом, приводящим к быстрому остыванию фемтосекундной лазерной плазмы, является постоянный отток энергии вглубь мишени за счет электронной теплопроводности. Глубина распространения фронта тепла определяется выражением [1,17]:

$$x_{heat} = 5.3 \tau_{100fs}^{7/9} I_{abs}^{5/9} Z^{-1} \text{ (нм)}, \quad (1.2)$$

где I_{abs} – поглощенная интенсивность. При длительности импульса в ~ 100 фс глубина прогреваемого слоя составляет порядка 100 нм. Таким образом, на временах порядка длительности лазерного импульса существенная часть поглощенной плазмой энергии уносится вглубь мишени, причем, чем больше интенсивность греющего излучения, тем толще прогреваемый слой.

Лазерное излучение, достигая слоя с критической плотностью, поглощается на глубине скин-слоя, толщина которого $L_{sl} \sim \frac{c}{\omega_p}$, где $\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi e^2 n_e}{m_e}}$ – плазменная частота. При этом, благодаря электрон-ионным столкновениям [1,78], случайным образом сбивающим фазу движения электрона, происходит нагрев электронного компонента плазмы, поскольку свободный электрон не может поглощать энергию лазерного импульса. Такой механизм нагрева частиц получил название обратнотормозного [1,78], а температура электронов может быть определена по формуле [17]:

$$T_e = 710 \tau_{100fs}^{2/9} I_{abs}^{4/9} \text{ (эВ)} \quad (1.3)$$

где τ_{100fs} – длительность импульса, нормированная на 100 фс, I_{abs} – поглощённая интенсивность, нормированная на 10^{16} Вт/см². Это выражение, однако, не учитывает потери энергии на ионизацию, поэтому получаемая оценка завышена. Характерные значения температуры теплового компонента составляют сотни эВ.

Столкновительный механизм ускорения электронов в плазме действует преимущественно при относительно низких интенсивностях лазерного излучения (от порога плазмообразования до 10^{16} Вт/см²).

По мере увеличения интенсивности лазерного импульса температура электронов возрастает, но при этом падает частота электрон-ионных столкновений ($\nu_{ei} \sim T_e^{-3/2}$) [1,78], что ограничивает дальнейший набор энергии частицами. Однако эксперименты, проводившиеся при интенсивностях 10^{15} - 10^{16} Вт/см² свидетельствовали о наличии в плазме частиц с аномально высокой (исходя из расчётных значений для столкновительного поглощения) энергией [1].

Дело в том, что с ростом интенсивности начинают играть роль механизмы бесстолкновительного поглощения энергии лазерного импульса, к рассмотрению которых мы и перейдём.

1.2 Ускорение электронов в лазерной плазме по мере роста интенсивности греющего импульса

Существует два характерных значения интенсивности лазерного импульса, которые удобно использовать в качестве реперных точек для характеристики взаимодействия лазерного излучения с веществом при различных интенсивностях. Это значение, равное $\sim 3 \times 10^{16}$ Вт/см², при котором напряжённость электрического поля в лазерном импульсе становится сравнимой с внутриатомным полем в атоме водорода ($E_a = e/r_B^2$, где $r_B = 5 \times 10^{-9}$

см – боровский радиус). А также интенсивность, при которой электроны в лазерной плазме приобретают осцилляторную скорость, сравнимую со скоростью света в вакууме. Такой порог по интенсивности принято называть релятивистским. Он равен $I\lambda^2 \sim 1.4 \times 10^{18} \text{ Вт/см}^2 \cdot \text{мкм}^2$.

Выделяют четыре основных области интенсивности, в каждой из которых играют роль свои механизмы ускорения электронов: область умеренных интенсивностей (от порога плазмообразования до 10^{16} Вт/см^2), область субрелятивистских интенсивностей (от 10^{17} Вт/см^2 до 10^{18} Вт/см^2), область релятивистских интенсивностей с $I > 10^{18} \text{ Вт/см}^2$ и область ультрарелятивистских интенсивностей ($I > 10^{21} \text{ Вт/см}^2$), которую мы оставим за рамками данного обзора в силу её крайне малой экспериментальной изученности.

1.2.1 Ускорение электронов в области умеренных интенсивностей

К наиболее изученным механизмам ускорения электронов в области умеренных интенсивностей относятся резонансное поглощение [1,18], аномальный скин-эффект [1,19] и нагрев на границе плазма-вакуум (эффект Брюнеля) [1,20]. Действие того или иного эффекта зависит от характерного масштаба «размытости» плазмы L на поверхности мишени, который, исходя из формулы (1.1) и (1.3), на временах порядка десятков и сотен фемтосекунд очень мал и не превышает одной длины волны λ . При $L/\lambda \ll 0.1$, т.е. на резкой границе, преобладает аномальный скин-эффект, при $L/\lambda < 0.1$ – вакуумный нагрев, а при наличии протяжённого градиента, когда $L/\lambda \geq 0.1$, основную роль играет резонансное поглощение. К вопросу о разных масштабах разлёта плазмы мы вернёмся позже, а пока рассмотрим суть упомянутых эффектов.

Резонансное поглощение происходит благодаря линейной трансформации поперечных электромагнитных волн в продольные плазменные. При наклонном падении на поверхность мишени p -поляризованного излучения всегда существует компонента электрического поля, направленная вдоль градиента плотности плазмы, которая возбуждает волну электронной плотности. На глубине, где концентрация плазмы близка к критической, то есть частота падающего излучения ω совпадает с частотой плазменных колебаний ω_p , происходит резонансная раскачка этой волны. Быстро покидая «резонансную» область, электроны забирают набранную энергию.

При $L/\lambda < 0.1$ границу плазмы можно представить как резкую, над которой находится небольшое электронное облако. Осциллируя под действием внешнего электрического поля, электроны из облака вылетают за пределы приграничного слоя. Рассеиваясь на потенциальном барьере – на границе плазма-вакуум – электроны испытывают сбой фазы

и, следовательно, забирают энергию из поля. В этом состоит механизм вакуумного нагрева.

Аномальный скин-эффект связан с тем, что при переходе от столкновительного механизма нагрева к бесстолкновительному, т.е. по мере роста интенсивности, длина свободного пробега электрона возрастает (поскольку падает частота электрон-ионных столкновений) и начинает превышать глубину скин-слоя. При этом электрон вылетает за его пределы, и для него становится существенной неоднородность лазерного поля, что также приводит к сбою фазы и отбору энергии из внешнего поля. Такие условия выполняются в случае очень резкой границы плазмы.

Таким образом, в результате влияния механизмов бесстолкновительного поглощения энергии в плазме появляется так называемый горячий электронный компонент, то есть в распределении электронов появляется высокоэнергетичный «хвост».

Следует отметить, что реализация всех упомянутых выше механизмов возможна лишь при наличии компоненты лазерного поля, направленной вдоль градиента плотности плазмы. При этом и ускорение электронов происходит вдоль плазменного градиента, т.е. преимущественно вдоль нормали к мишени.

Существует множество подходов определения температуры горячих электронов. Наиболее распространённые оценки в случае резонансного поглощения, аномального скин-эффекта и вакуумного нагрева даются соотношениями [1,18,19,20]:

$$T_h = 8(I\lambda^2)^{\frac{1}{3}}, \quad T_h = 5(I\lambda^2)^{\frac{2}{3}}, \quad T_h = 3.6(I\lambda^2) \text{ (кэВ)} \quad (1.4 \text{ а,б,в})$$

В этих формулах интенсивность нормирована на 10^{16} Вт/см^2 , а длина волны на единицы мкм. Вообще говоря, понятие температуры горячего электронного компонента весьма условно, поскольку речь о «термализации» электронов в данном случае не идёт. Тем не менее, это понятие повсеместно принято в лазерно-плазменной литературе [1,2,3,4,5]. Более разумной величиной является средняя энергия горячих электронов [8,9,10]. Как показано в работе [10] для различных типов распределений электронов (суб-Максвелловское, Максвелловское, супер-Максвелловское) средняя энергия остаётся неизменной. В случае 3-х мерного Максвелловского распределения, которое мы будем подразумевать в дальнейшем, средняя энергия связана с температурой соотношением: $E = 3/2 T$.

1.2.2 Ускорение электронов в области релятивистских интенсивностей

Как уже отмечалось выше, при достижении интенсивности порядка $I\lambda^2 \sim 1.4 \times 10^{18} \text{ Вт/см}^2 \cdot \text{мкм}^2$ осцилляторная скорость электрона становится сравнимой со скоростью света. Для излучения с длиной волны 0.8 мкм релятивистский порог составляет

2.2×10^{18} Вт/см². При этом существенную роль в движении электрона начинает играть магнитная часть силы Лоренца.

В общем случае, пондеромоторная сила, действующая на электрон в неоднородном электромагнитном поле, может быть получена в виде [79]:

$$\vec{F}_{pond} = \frac{e^2}{4m\omega^2} [\nabla \vec{E}^2 + \{4(\vec{E} \nabla) \vec{E} - \nabla \vec{E}^2\} \cos 2\omega t] \quad (1.5)$$

Видно, что в данном выражении можно выделить медленно меняющуюся и быстро осциллирующую части.

Первая описывает так называемое пондеромоторное ускорение, при котором лазерный импульс «расталкивает» электроны, смещая их в область меньших интенсивностей. Электроны, в свою очередь, покидая область действия поля, забирают набранную за счёт этого дрейфа энергию [11,79].

Вторая, осциллирующая на удвоенной частоте компонента обязана своим появлением именно магнитной части силы Лоренца. Наподобие механизма резонансного поглощения в плазме происходит раскачка волны плотности электронов на частоте 2ω , имеющая резонансный характер в области $n_e = 4n_c$ (так как $n_{e\text{кр}} = m\omega^2 / 4\pi e^2$). Это так называемый $\vec{j} \times \vec{B}$ нагрев [12,21]. Поскольку при этом электроны под действием магнитного поля движутся вдоль волнового вектора k , то этот механизм, в отличие от резонансного поглощения, реализуем также и при нормальном падении излучения на плазменный слой.

Температура электронов, приобретаемая ими в результате действия этих механизмов, описывается выражением [11,12,21,79,80]:

$$T_h = mc^2 (\sqrt{1 + a_0^2} - 1), \quad (1.6)$$

где $a_0 = p_0 / mc = 0.85 \sqrt{I \lambda^2}$ – безразмерный вектор-потенциал (интенсивность нормирована на 10^{18} Вт/см², длина волны на единицы мкм), а p_0 – релятивистский импульс электрона. Ускорение электронов происходит преимущественно вдоль волнового вектора лазерного излучения, а также в направлении градиента интенсивности импульса.

Еще одним широко изученным механизмом ускорения электронов при релятивистских интенсивностях является ускорение в «кильватерных» волнах [13,22,23,81]. По мере распространения в плазме докритической плотности импульс за счёт пондеромоторной силы «выбрасывает» электроны от оси пучка на периферию, создавая в месте своего прохождения за счёт неподвижных ионов нескомпенсированный положительный заряд. Электроны устремляются в эту область и продолжают таким образом «преследовать» импульс. Так, наподобие волны, возникающей на корме корабля

на поверхности воды, образуется «кильватерная» волна электронной плотности, фазовая скорость которой, равна групповой скорости распространения импульса в плазме. Конечную энергию электронов при таком ускорении оценить сложно, так как она зависит от многих факторов (ускоряющая длина, электронная плотность плазмы и т.д.), тем не менее, в работе [81] приведена формула для расчета максимальной энергии электрона в плазменной волне:

$$E_h = 0.77 \frac{n_c}{n_e} a_0^2 \text{ (МэВ)} \text{ или } E_h = 4\gamma_p^2 \beta m c^2, \quad (1.7)$$

где $\beta = \delta n_e / n_e$ - амплитуда волны плотности, $\gamma_p^2 = \left(1 - v_p^2 / c^2\right)^{-1}$ - релятивистский

фактор, где v_p - фазовая скорость плазменной волны. Теоретически, электрон в такой ситуации способен набрать огромную энергию, но, в действительности эффективное ускоряющее расстояние ограничивается перетяжкой лазерного импульса и длиной дефазировки движения электрона и плазменной волны $L_d = \gamma_p^2 \lambda_p$, где λ_p - длина плазменного колебания. Последнее связано с тем, что энергия электрона очень быстро нарастает и начинает превышать фазовую скорость плазменной волны. В результате чего электрон попадает в фазу волны, где он замедляется (стоит упомянуть, что наиболее эффективное ускорение электронов достигается при длительности импульса, вдвое меньшей периода Ленгмюровских колебаний, чтобы сразу за импульсом, возбуждившим своим фронтом волну плотности, оказалась ускоряющая фаза этой же волны). В частности, дополнительной трудностью, возникающей в этой связи, является то, как «внести» электрон в нужную фазу волны, чтобы он эффективно набирал энергию. Для решения этого вопроса сегодня разработано несколько концепций самоинжекции и внешнего впрыска электронов [13,22,23,81,82], на которых мы не будем останавливаться в рамках данного краткого обзора. Кроме того, как указывалось выше, подобное ускорение осуществимо лишь в плазме низкой плотности, что требует применения неплотных мишеней в виде струй и т.п.

Возбуждение волны электронной плотности может также происходить в результате так называемой двухплазменной неустойчивости и вынужденного комбинационного рассеяния [48,83,84,85]. Эффект происходит на глубине плазмы с плотностью $n = n_c / 4$, где оптический фотон распадается на два плазмона. Сумма частот плазмона и основной лазерной рождает компоненту на частоте $3/2\omega_0$. Пространственная и временная интерференция этих частот приводит к нарастанию неустойчивости, проявляющейся в усилении образующейся электронной волны и появлении электронов с аномально высокой энергией [84,85]. Тем не менее, развитие неустойчивости требует либо времени,

либо высокой интенсивности. В области дорелятивистских интенсивностей эффект достигает режима насыщения на временах порядка пикосекунд и более. При длительностях лазерного импульса около 100 фс как показывают расчёты генерация быстрых электронов в плазме субкритической плотности возможна для интенсивностей свыше 10^{18} Вт/см² [48,86,87].

К достаточно экзотическим механизмам, в силу своей малой экспериментальной изученности, но нашедшим теоретическое обоснование, следует отнести так называемый стохастический нагрев [14,24,25,88,89], характерный именно для интенсивностей, близких к релятивистским и выше. Не углубляясь в теоретическое обоснование данного механизма (которое читатель может найти в работе [89], например), лишь кратко обсудим основные положения. Суть действия этого механизма схожа с эффектом обратно тормозного поглощения для сравнительно малых интенсивностей, при котором электрон набирает энергию за счёт сбоя фазы при столкновениях. Однако, поскольку частота электрон-ионных столкновений в плазме при большой интенсивности сравнительно мала для эффективного набора энергии электронами, сбой фазы может происходить за счёт действия на электрон некой иной стохастической силы. Было обнаружено, что роль этой «силы» может выполнять электромагнитная волна, распространяющаяся во встречном или поперечном направлении, относительно основного лазерного импульса. Тогда при достижении определённого соотношения амплитуд двух полей (обычно безразмерная амплитуда, или вектор-потенциал, встречного поля в ~ 10 раз меньше основного), движение электрона на фазовой плоскости становится стохастическим (отсюда и название данного механизма), т.е. данный процесс пороговый (порог бифуркации на фазовой плоскости). Изначально, подобное движение электрона было теоретически получено при искусственном добавлении стохастической силы в поперечном направлении [88]. В этом случае усреднённое за период лазерного поля изменение импульса оказывается отличным от нуля, что и обеспечивает передачу энергии электронам, которая может существенно превосходить (в десятки раз) пондеромоторную. В реальном случае в качестве встречной или поперечной электромагнитной волны может быть отражённый от поверхности мишени в процессе взаимодействия и имеющий меньшую амплитуду поля лазерный импульс [14,24,25,89]. Сделать оценки на конечную температуру электронов в данном случае или получить некоторую формулу для её расчёта очень сложно, поскольку существенное влияние оказывает сразу множество факторов (соотношение амплитуд полей, время нахождения электрона в перекрёстных полях, плотность плазмы, её размер и т.д.). В литературе, однако, упоминается тот факт, что конечная температура электронов пропорциональна интенсивности и длительности лазерного импульса: $T_h \sim (I\tau_L)^{1/2}$ [90].

1.2.3 Ускорение электронов в области субрелятивистских интенсивностей

Данная область является промежуточной на шкале интенсивностей, и поэтому в ней могут играть роль как механизмы ускорения электронов, характерные для области умеренных интенсивностей, так и релятивистские эффекты. Так, в ряде работ [26,27,28,29,30] измерения энергии быстрых электронов подтверждают закон о росте энергии как степень $1/3$ от интенсивности, упомянутую выше. Тем не менее, в силу того, что интенсивность достаточно высока, и продольное движение электрона в лазерном поле начинает играть значительную роль, о резонансном поглощении в чисто виде говорить нельзя. Расчёты показывают, что закон роста температуры электронов сохраняет вид $T_h = C(I\lambda^2)^{1/3}$, но коэффициент C , который в области умеренных интенсивностей принимал значение около 8 [8,26] при нормировке интенсивности на 10^{16} Вт/см², в диапазоне субрелятивистских интенсивностей и выше составляет 215 [29] при нормировке на 10^{18} Вт/см².

Помимо этого, отмечено появление в плазме сразу нескольких горячих электронных компонентов, ускоренных разными механизмами [26,28,31,32,91,92].

В работе [31] при интенсивности лазерного излучения 2.7×10^{18} Вт /см² аппроксимация «хвостов» распределения энергетических спектров плазмы показала, что в плазме присутствуют два горячих электронных компонента с энергиями 190 и 440 кэВ. Два быстрых электронных компонента с энергиями 55 и 139 кэВ наблюдались также и в работе [32] при измерении спектра жёсткого рентгеновского излучения из плазмы, формируемой на поверхности твердотельной мишени лазерным импульсом с интенсивностью около 10^{18} Вт/см². Авторы отмечали, что ускорение электронов можно связать с механизмами резонансного поглощения и пондеромоторного ускорения.

Переход в область высоких интенсивностей даёт также интересный результат в плане углового разлёта быстрых частиц, что свидетельствует о влиянии тех или иных эффектов. Так в работе [91] исследовалось ускорение электронов при взаимодействии фемтосекундного лазерного импульса с интенсивностями от 10^{16} до 10^{18} Вт/см² с твердотельной мишенью при нормальном падении излучения и при падении под углом 45 градусов. Авторы показали, что при нормальном падении излучения в области умеренных интенсивностей ускорение электронов происходит в основном в направлении вектора электрического поля электромагнитной волны. При этом в пространственном распределении горячих электронов наблюдается два противоположно направленных максимума, лежащих вдоль поверхности мишени в плоскости поляризации лазерного импульса. С повышением интенсивности до 10^{17} Вт/см² направление вылета электронов поворачивается в сторону оси падения излучения. Решающую роль в ускорении

электронов, по мнению авторов, начинает играть пондеромоторное ускорение. При релятивистской интенсивности (2×10^{18} Вт/см²) и падении излучения под углом 45 градусов наиболее эффективное ускорение электронов происходит вдоль отражённого от поверхности мишени излучения. Схожие результаты по исследованию углового распределении вылетающих частиц наблюдались и авторами работ [28,93,94].

В работе [80] приведена формула, позволяющая оценить угол преимущественного вылета электронов θ_e из мишени (относительно нормали к поверхности) в зависимости от интенсивности лазерного излучения I , имеющего p -поляризацию, и угла его падения на мишень θ_i :

$$\theta_e = \arctan\left(\frac{\sqrt{1+\alpha I \lambda^2}}{\sqrt{\alpha I \lambda^2}} \tan \theta_i\right), \quad (1.8)$$

где $\alpha^{-1} = 8 \times 10^{17}$ Вт·мкм²/см².

Несмотря на многообразие полученных результатов, детальной картины лазерного ускорения электронов в области субрелятивистских интенсивностей найти в литературе не удаётся, что во многом связано с очень разными экспериментальными условиями представленных работ. Это существенно усложняет прямое сравнение данных и, как следствие, аналитическое или численное обоснование эффектов и процессов. Не одна лишь интенсивность (хотя и во многом) лазерного излучения определяет конечную энергию горячих электронов в плазме. Существенное влияние оказывает также и длительность лазерного импульса, контраст лазерного импульса (т.е. резкость его фронта или наличие достаточно мощных предимпульсов, опережающих основной импульс на несколько нано- или пикосекунд и определяющих пространственный размер L/λ плазменного слоя), тип мишени и т.д. К рассмотрению основных особенностей некоторых из этих факторов приступим в следующем разделе данной работы.

1.3 Влияние начальных условий на механизмы ускорения электронов

Из предыдущего раздела видно, что действие того или иного механизма ускорения электронов во многом определяется состоянием мишени/плазмы к моменту воздействия на неё лазерного импульса (пространственные размеры плазмы, её структура и плотность, характерный масштаб L/λ границы плазма-вакуум и т.д.). Большую роль в этом отношении играет форма лазерного импульса (резкость фронта или наличие предимпульсов, опережающих основной импульс на определённое время). При растянутом фронте или при наличии предимпульсов, имеющих достаточную для

плавления/ионизации вещества энергию, к моменту прихода пика импульса, где достигается наибольшая интенсивность, плазма успеет разлететься на некоторое расстояние, что и приведёт к преобладанию того или иного процесса нагрева электронов.

Помимо этого, существенное влияние на нагрев электронов оказывает и поглощение лазерной энергии веществом. Как упоминалось выше, например, нагрев электронов часто связан с возрастанием электрического поля, действующего на частицы, вблизи критической плазменной плотности. Эффекта усиления локального поля возможно также добиться и за счёт перераспределения заряда на поверхности вблизи неоднородностей, размер которых сравним с длиной волны падающего импульса [15,41,42,95,96]. Для решения этой задачи сегодня существует множество подходов с применением мишеней различного типа. Так, широко используются пространственно ограниченные мишени в виде тонких металлических плёнок [16,43,44,97], струй жидкости и газа [23,81,55,98], кластерных мишеней [48,99]. Часто, рост преобразования лазерной энергии достигается с применением поверхностно-модифицированных мишеней, для которых увеличивается коэффициент поглощения оптического излучения [42,100,101]. Кроме того, модифицирование мишени подразумевает увеличение площади поверхности мишени, что благоприятно сказывается на количестве ускоряемых электронов [45,46,47,101].

К сожалению, по этим двум аспектам более ли менее связанной теории не существует. Поэтому данный раздел носит скорее обзорный характер по результатам экспериментов и численного моделирования различных научных групп.

1.3.1 Воздействие на мишень лазерного импульса с различным контрастом на пико- и наносекундном масштабе времени

Под контрастом обычно понимают отношение амплитуды основного импульса к амплитудам предимпульсов или пьедестала, неизбежно возникающих в лазерных системах высокой мощности. Причин возникновения предимпульсов может быть несколько: усиление спонтанной люминесценции, просачивание импульсов через поляризационную развязку ячеек Поккельса в системе стретчер-усилитель-компрессор, нелинейные преобразования, переотражения. Более подробно читатель может ознакомиться с данными эффектами, например в работах [49,50,51].

Как отмечалось выше порог плазмообразования для твердотельных мишеней составляет в фемтосекундном режиме взаимодействия порядка 10^{13} Вт/см², а порог плавления – около 10^{11} Вт/см² [6]. Следовательно, при релятивистских и субрелятивистских интенсивностях лазерного импульса контраст должен быть не хуже, чем 10^7 . Воздействие лазерного импульса с худшим контрастом приводит к образованию

на поверхности мишени «преплазмы». В результате, основной импульс взаимодействует не с резкой границей мишени, а с протяжённым градиентом плотности, что изменяет условия взаимодействия излучения с веществом и влияет как на характер ускорения электронов в плазме, так и на генерацию жёсткого рентгеновского излучения [35,36,37,38,39,40,55]. При этом влияние предимпульса оказывается разным для разных интенсивностей лазерного импульса. Кроме того, время опережения предимпульса также существенно влияет на характеристики взаимодействия лазерного импульса с поверхностью мишени, поскольку это определяет, насколько протяженным будет преплазменный слой над поверхностью мишени.

Авторами работы [37] исследовалась плазма, созданная на поверхности кварца лазерным импульсом с интенсивностью 4×10^{16} Вт/см². Угол падения излучения изменялся от 0 до 80 градусов к нормали к поверхности. Варьируя задержку предимпульса, имеющего энергию 1% от энергии основного импульса, в пределах от 0 до 30 пс, было отмечено, что при задержке в 6 пс коэффициент поглощения плазмы достигает наибольшего значения, энергия горячих электронов возрастает до 270 кэВ по сравнению с 28 кэВ, получаемыми без предимпульса. При этом масштаб размытости мишени L/λ к приходу основного импульса составлял около 0.1-0.3, при котором механизм резонансного поглощения (раскачка электронной волны) наиболее эффективен [1]. Наибольшая энергия электронов достигалась при падении излучения под углом 45 градусов. Следует также отметить, что в угловом распределении вылета электронов наблюдался острый пик по направлению отражённого от поверхности излучения. При наличии предимпульса этот пик несколько размывался, что авторы связывали с искажением мишени под воздействием предимпульса.

В ряде экспериментальных исследований [102,103] отмечено существенное возрастание энергии электронов (от нескольких сотен кэВ до нескольких МэВ) при взаимодействии лазерного импульса релятивистской интенсивности с длинным преплазменным слоем, формируемым низким пикосекундным контрастом. Отмечается, что на наблюдаемый эффект сильное влияние оказывает самофокусировка лазерного излучения по мере его распространения в неплотной преплазме, возбуждение новых эффектов генерации быстрых частиц в плазме докритической плотности.

Интересные результаты по изучению диаграммы разлёта электронов с энергией выше 10 МэВ, ускоренных в поле лазерного импульса с интенсивностью около 10^{19} Вт/см², опубликованы в работе [40]. Изменяя длительность пьедестала спонтанной люминесценции или внедряя предимпульс, авторы изменяли относительный размер преплазмы L/λ в диапазоне от 1 до 300. Было обнаружено, что при $L \approx \lambda$, вылет электронов

происходит хоть и в большой телесный угол, но преимущественно вдоль нормали к мишени (при падении излучения под углом 45°), а при бóльших масштабах преплазмы – вдоль волнового вектора отражённого от поверхности излучения. Такое поведение авторы связывали с действием механизмов вакуумного и $\vec{j} \times \vec{B}$ нагрева, соответственно. В то время как при очень протяжённой преплазме ($L/\lambda > 100$) направление вылета частиц носит уже скорее однородно-случайный характер в очень широком диапазоне углов, покрывающем как направление отражённого излучения, так и нормали мишени, что до конца не было объяснено, но были выдвинуты предположения о возможной конкуренции вышеупомянутых эффектов, а также о влиянии филаментации, самофокусировки в плазменном облаке.

В работе [104] проводилось изучение диаграммы разлета горячих электронов с энергиями свыше 50 кэВ в зависимости от наличия предимпульса лазерного излучения, отстоящего на 50 пс от основного импульса и содержащего 8% его энергии. Пиковая интенсивность, достигаемая при фокусировке основного импульса, составляла 2×10^{16} Вт/см². При наличии предимпульса разлет высокоэнергетичных электронов происходил вдоль поляризации лазерного излучения, в то время как без предимпульса электроны летели по нормали к мишени. Угол падения излучения составлял 45° . Изменение направления разлета высокоэнергетичных электронов относительно направления падения лазерного излучения также наблюдалось в работе [95]. Предимпульс шел с опережением в 500 пс и имел 6% энергии основного импульса. Пиковая интенсивность лазерного излучения, достигаемая при фокусировке основного импульса на мишень, достигала 2×10^{18} Вт/см².

Использование же импульса с предимпульсом, опережающим основной на несколько наносекунд, иначе влияет на параметры плазмы, нежели контраст на пикосекундном масштабе времени. Так, при умеренных интенсивностях лазерного импульса, наоборот, происходит понижение средней энергии быстрых электронов в плазме. В работе [96] при взаимодействия лазерного импульса с интенсивностью 10^{17} Вт/см² с кремниевой мишенью в отсутствии предимпульса средняя энергия электронов составила 14 кэВ, а при наличии предимпульса, опережающего основной на 13 нс и имеющего относительную амплитуду 100^{-1} , – 11 кэВ. Уменьшение средней энергии горячих электронов при увеличении амплитуды предимпульса на наносекундном масштабе времени связано с тем, что градиент «преплазмы» к моменту прихода основного импульса составляет десятки микрометров. При этом оптимальные условия для резонансного поглощения ($L/\lambda \geq 0.1$) перестают выполняться, и поглощение энергии электронами становится менее эффективным.

Совершенно противоположное влияние контраста на наносекундном масштабе времени при умеренных интенсивностях лазерного импульса наблюдалось в экспериментах с использованием жидких и газовых мишеней [35,36,105]. Так, в работе [35] исследовалась плазма, формируемая на поверхности воды в режиме одиночного импульса с интенсивностью 10^{16} Вт/см² и в режиме цуга импульсов, отстоящих друг от друга на 10 нс. Было отмечено существенное увеличение средней энергии горячих электронов (с 28 до 96 кэВ) при взаимодействии с жидкостью цуга импульсов. При этом ускорение электронов происходило преимущественно в плоскости поляризации лазерного излучения. Авторы связывали такое поведение с ограничением оттока тепла вглубь мишени и эффектом усиления локального поля, вследствие образования «микрокапель» над поверхностью мишени под воздействием предимпульса. Аналогичный эффект усиления поля на микрокаплях наблюдался и авторами статьи [36], однако в качестве мишени выступала струя газа уже состоящая из микрокапель.

1.3.2 Использование поверхностно-модифицированных мишеней

Помимо традиционных плоских твердотельных мишеней, широкое распространение получили также мишени других типов [43,44,48,97,98,,99,100,101], основная идея применения которых связана с уменьшением объёма мишени с целью ограничения оттока тепла вглубь мишени и более эффективного нагрева «полезного» объёма плазмы. Использование специальных мишеней возможно также и для реализации механизмов нагрева электронов, неэффективных для других типов мишеней. Каждый из типов имеет свои преимущества в конкретных задачах. Например, тонкие плёнки широко используются для создания быстрых ионных пучков за счёт действия механизма Target Normal Sheath Acceleration (TNSA), при котором быстрые электроны, пронизывая тонкую плёнку насквозь за счёт амбиполярного поля вырывают и ускоряют протоны и ионы с задней поверхности плёнки [16]. Мишени в виде струй газа позволяют создавать плазму низкой плотности для ускорения электронов в кильватерных волнах. Использование кластерных мишеней ограничивает отток тепла вглубь мишени, для более эффективной передачи энергии лазерного излучения плазме.

Создание плазмы на поверхностно структурированных мишенях [42,45,46,100,101] также ведёт к более эффективному ускорению частиц в плазме за счёт эффектов усиления локального электромагнитного поля на нано- и микро-модификациях и сильных неоднородностях поверхности мишени. Так, авторы работы [101] показали, что при напылении на гладкую мишень наночастиц, размером около 100нм, существенно повышается коэффициент поглощения лазерного излучения. Было отмечено возрастание

количества горячих электронов и увеличение их энергии по сравнению с гладкой мишенью. В работе [15] показано, что при нанесении на поверхность гладкой мишени воды, образующей при замерзании нанокристаллы льда, существенно возрастает энергия протонов, вылетающих из плазмы, создаваемой мощным лазерным импульсом на поверхности такой мишени, что в свою очередь свидетельствует о росте температуры горячих электронов в плазме.

Важно отметить, что в отношении экспериментов с применением поверхностно- или пространственно-структурированных мишеней вопрос контраста лазерного импульса стоит особенно остро. Вопреки предыдущему разделу данной работы, где наличие предимпульсов или пьедестала порой благоприятно сказывается на повышении эффективности передачи энергии от лазерного излучения к электронам, в случае модифицированных мишеней воздействие достаточно мощных предимпульсов может привести к разрушению микромодификаций, что не позволит достичь желаемых эффектов усиления полей на неоднородностях.

1.4 Основные выводы к Главе I

Из вышесказанного видно, что ускорение электронов в лазерной плазме – процесс исключительно сложный. На него оказывают сильное влияние множество различных факторов, порой накладывающихся друг на друга.

В данном разделе рассмотрены лишь основные теоретические аспекты и приведены некоторые экспериментальные примеры. Изучение же реальной плазмы – очень трудоёмкая задача, включающая в себя множество различных диагностических методик и вовлечение теоретических исследований и численного счёта. Очень часто авторы экспериментальных работ делают акцент на конкретных особенностях плазмы. В то время как более ли менее детального изучения плазмы в широком диапазоне параметров найти в экспериментальной литературе не удаётся. Так, достаточно интересным является, например, режим субрелятивистских интенсивностей, т.е. переход из области умеренных интенсивностей в область релятивистских. Очевидно, что в данном случае сильное влияние всё ещё оказывают механизмы ускорения электронов, характерные для более низких интенсивностей, в то время релятивистские эффекты тоже начинают играть существенную роль.

Помимо прочего под большим вопросом остаётся и влияние контраста, длительности лазерного излучения и типа мишени на параметры плазмы.

Изучение этих особенностей станет предметом экспериментальных Глав диссертационной работы, к которым мы перейдём в дальнейшем. А пока сформулируем основные выводы к первой Главе:

1) лазерная плазма является уникальным в своём роде источником сверхкоротких рентгеновских импульсов, пучков электронов и других частиц с высокой энергией, появляющихся в результате действия целого ряда эффектов бесстолкновительного поглощения плазмой энергии лазерного излучения, что делает такую плазму привлекательной для исследований. Тем не менее, до конца не изученным остаётся ряд вопросов связанных с влиянием параметров лазерного излучения и других условий взаимодействия на свойства формируемой плазмы.

2) контраст лазерного импульса или наличие предимпульсов, опережающих основной на разных масштабах времени (от единиц пикосекунд до десятков наносекунд) существенным образом влияет на поглощение лазерного излучения плазмой и во многом определяет её параметры. Так, пикосекундный контраст, формируя градиент электронной плотности на границе мишени к моменту прихода основного импульса, влияет на основной механизм ускорения электронов. Наличие предимпульсов на наносекундном масштабе времени может приводить к формированию микроструктур, на которых могут происходить эффекты усиления локальных полей, приводящие к росту средней энергии быстрого электронного компонента плазмы. Более эффективная передача энергии лазерного излучения к электронам плазмы возможна также и с использованием специально подготовленных мишеней с модифицированной поверхностью.

3) детально неизученным является вопрос о процессах ускорения электронов в плазме при переходе из области умеренных интенсивностей лазерного излучения к релятивистским. Возможно появление в плазме сразу нескольких быстрых электронных компонентов, вследствие действия различных механизмов генерации быстрых частиц, характерных как для области меньших интенсивностей, так и релятивистских эффектов.

Глава II Диагностика лазерной плазмы. Особенности оценки параметров плазмы при измерении её рентгеновского и гамма-спектров.

Существует множество видов диагностики лазерной плазмы с применением электронных, ионных, рентгеновских, ядерных, оптических и других методик. Каждая из них позволяет раскрыть свойства плазмы в том или ином ключе. Так, электронные и рентгеновские методы с применением сцинтилляционных и полупроводниковых детекторов обычно используются для измерения электронных и рентгеновских спектров плазмы [10,11,35,36,55,80 и др.]. Широко распространены времяпролётные измерения, позволяющие делать оценки на энергии ионов, ускоряемых в плазме [106]. При достаточно больших интенсивностях, когда идёт речь об энергиях частиц свыше нескольких МэВ, своё применение нашли методики на основе фото- и протон-ядерных реакциях [71,72]. В основе большинства методов оптического зондирования лежит фотографирование/просвечивание плазмы [35,106]. Регистрация локальных изменений показателя преломления позволяет сделать оценки на плотность и размеры плазмы.

В диссертационной работе при исследовании плазмы используются три методики: рентгеновские измерения, измерения ионных токов плазмы, а также теневое фотографирование. В данной Главе работы рассмотрены особенности основной из применяемых методик, рентгеновской диагностики. Проведён анализ искажений спектра, при его измерении в режиме счёта фотонов, связанных с наложением квантов при достаточно высокой загрузке (количестве отсчётов в единицу времени), с формой регистрируемого спектра, а также с низкой эффективностью регистрации квантов высокой энергии и процессами рассеяния квантов в веществе сцинтиллятора. В среде программирования LabView создана программа, учитывающая все вышеупомянутые эффекты. Проведено сравнение работы программы с результатами широко распространённого пакета GEANT.

2.1 Рентгеновские измерения

Одной из наиболее распространенных методик оценки параметров плазмы является измерение выхода жёсткого рентгеновского излучения. Быстрые электроны проникают вглубь мишени и излучают рентгеновские кванты с энергией до десятков МэВ в результате тормозного рассеяния на атомах. Длительность импульса жесткого

рентгеновского свечения плазмы определяется, по сути, временем остывания горячих электронов за счёт столкновений с ионами и составляет порядка 1-10 пс [1,2,3,4,17]. Спектр жёсткого тормозного рентгеновского излучения может быть описана формулой [56,107]:

$$W(T_h) = C(T_h)e^{-E/T_h} \quad (2.1)$$

Вообще говоря, это выражение справедливо лишь при распределении электронов по энергиям согласно статистике Максвелла-Больцмана, в то время как такое допущение является не совсем верным в силу нетеплового характера быстрых электронов в плазме. Однако многочисленные эксперименты и расчёты показали, что такое приближение хорошо описывает спектр плазмы и позволяет на его основе определить характерные значения квази-температуры быстрых электронов [58,59,60,61,62,63,64].

Кроме тормозного излучения в плазме может происходить возбуждение рекомбинационного и линейчатого излучения [1,17,56,108,109], которое представляет большой интерес для исследования в связи с возможностью создания квазимонохроматических источников рентгеновского излучения на основе лазерной плазмы.

Наиболее простым прибором для регистрации жёстких рентгеновских квантов является ФЭУ со сцинтиллятором. В нашей лаборатории в качестве сцинтилляторов используется кристалл NaI(Tl). Принцип регистрации рентгеновского излучения детекторами на основе комбинации ФЭУ и сцинтиллятора основан на регистрации ФЭУ видимого света, излученного сцинтиллятором вследствие поглощения и рассеяния в нем рентгеновских квантов. При этом, в случае, когда излучение, испускаемое сцинтиллятором, находится в области спектральной чувствительности ФЭУ, можно считать, что характеристики рентгеновского детектора определяются только сцинтиллятором.

В работе используются две методики оценки энергии горячего электронного компонента в плазме – метод поглотителей и режим счёта фотонов. Суть метода поглотителей [106] состоит в том, что исследуется кривая ослабления рентгеновского излучения в веществе, то есть зависимость энергии излучения, прошедшего сквозь слой поглотителя, от толщины этого слоя. Простейшим вариантом спектрального фильтра являются тонкие фольги из различных материалов. Далее, исходя из известной спектральной светимости плазмы $W(T_e, E)$ путём аппроксимации «хвоста» распределения определяется температура электронов в плазме [10].

Режим счёта фотонов реализуется путём подбора такого телесного угла регистрации, при котором за каждый выстрел ФЭУ будет регистрировать менее одного кванта. Это

позволяет определить энергию кванта по сигналу, выдаваемому прибором. Получаемый таким образом спектр затем аппроксимируется функцией светимости плазмы $W(T_e, E)$, и оценивается энергия горячих электронов. Однако получаемая этими методами оценка будет неверной ввиду искажений спектра при его измерении, вызванных двумя причинами разной природы. Первая из них, чисто математическая, связана с неточной «одноквантовостью» измерений спектра и сопутствующей этому ненулевой вероятностью одновременной регистрации сразу двух и более квантов. Вторая же, сугубо физическая, определяется процессами, протекающими в веществе сцинтиллятора при попадании в него рентгеновских квантов. Рассмотрим эти два аспекта подробнее.

2.1.1 Искращения регистрируемого спектра в режиме счёта фотонов

Регистрация отсчётов рентгеновских квантов имеет статистику Пуассона, где определяющей величиной является среднее число событий в единицу времени [110]. Чтобы понять насколько скорость счёта в событиях на лазерный выстрел искажает измеренный спектр относительно действительного спектра плазмы было проведено моделирование регистрации фотонов с тормозным спектром в виде $w(E, T_h) = C(T_h) \exp(-E/T_h)$ (где E – энергия кванта в кэВ, а T_h – температура быстрых электронов в кэВ, равная в данном случае 100 кэВ) и пуассоновской статистикой регистрации с разным средним числом фотоотсчётов $\langle n \rangle$ за один выстрел (от 0, что соответствует строго одноквантовому режиму, до одновременной регистрации в среднем 5 частиц, что соответствует очень сильной нагрузке детектора, см. Рис.2.1).

Видно, что при малой нагрузке детектора (при $\langle n \rangle$ от «условного» 0 до 1 кванта на выстрел) имеют место лишь незначительные искажения спектра. Так, при аппроксимации спектра с $\langle n \rangle = 1$ оценка на температуру электронов составила 135 кэВ. При увеличении нагрузки оценка средней энергии существенно возрастает относительно исходной. Помимо этого зарегистрированное распределение принимает колоколообразный вид.

Диапазон нагрузки детектора до 0.1 до 0.5 события на один лазерный выстрел является вполне разумным и не приводит к сколь либо существенным ошибкам в определении средней энергии электронов в плазме.

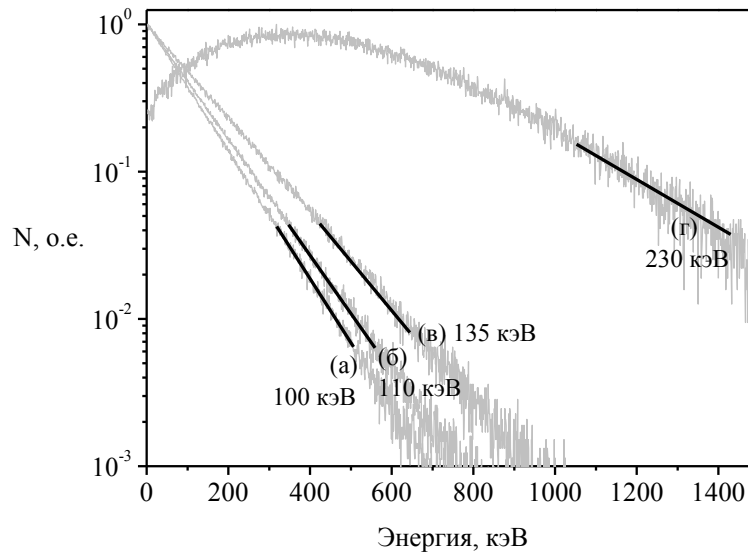


Рис.2.1. Искажение спектра при различных средних числах $\langle n \rangle$ регистрируемых одновременно квантов и соответствующая оценка на температуру ($\langle n \rangle = 0$ (а), 0.5 (б), 1 (в) и 5 (г), где нулю соответствует строго одноквантовый режим).

Отдельно стоит рассмотреть случай, когда спектр плазмы описывается двух- и более экспоненциальным распределением $w(E_i, T_{hi}) = \sum C_i \exp(-E/T_{hi})$. Будем считать, что амплитуда экспонент с более низкой температурой превосходит амплитуду более высокоэнергетичных компонентов. В этом случае, если отношение амплитуд достаточно велико, основной вклад в сигнал детектора при измерении спектра плазмы будут вносить именно кванты из части распределения с более низкой энергией. Если теперь предположить, что загрузка детектора достаточно высока (существенно больше 1), то измеряемый спектр, очевидно, будет сильно искажаться. Но этому искажению будет подвергнута лишь часть с меньшей энергией, тогда как «хвост» распределения будет измеряться с сравнительно малой загрузкой и не будет существенно изменять свою форму. На Рис. 2.2 (а-в) представлен результат моделирования регистрации спектра в виде суммы двух экспоненциальных распределений с температурами 10 и 100 кэВ и отношением амплитуд $C_1/C_2 = 0.1$ (а), 0.01 (б) и 0.001 (в). Видно, что при малом отношении и достаточно большой загрузке детектора измерение «хвоста» спектра носит существенно неодноквантовый характер, что проявляется в его сильном искажении. При уменьшении амплитуды второй экспоненты до 0.01 и менее искажения уменьшаются и становятся едва заметными даже при очень больших средних числах регистрируемых фотонов за один лазерный импульс. Расчёты при других соотношениях амплитуд и температурах

показывают, что данный подход справедлив для отношения температур, превышающим ~ 5 , когда отчётливо различимы разные наклоны спектра, и отношением амплитуд, превышающим примерно квадрат отношения температур.

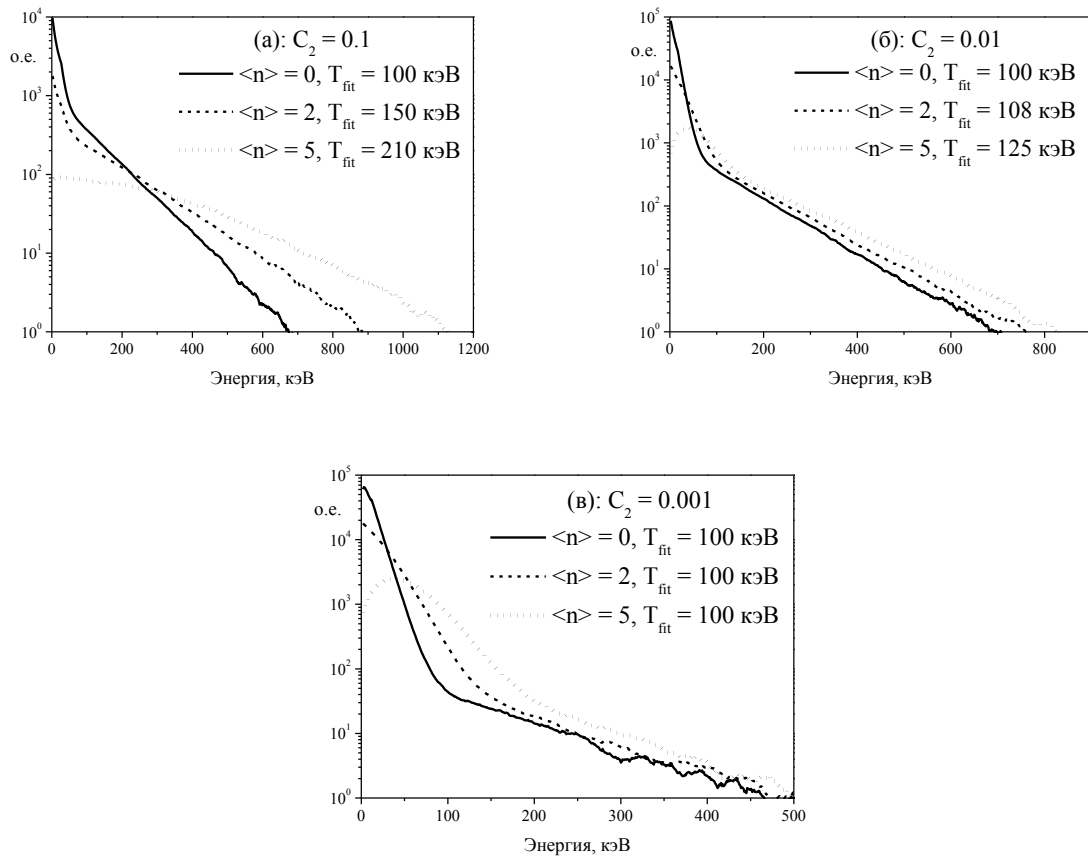


Рис.2.2. Искажения двух-экспоненциального спектра и оценки электронной температуры T_{fit} при различных нагрузках $\langle n \rangle$ и отношениях амплитуд двух экспонент ($C_1/C_2 = 0.1 - а, 0.01 - б, 0.001 - в$).

Данный анализ показывает, что температура наиболее высокоэнергетического электронного компонента плазмы, интересующего исследователей более всего, может быть померена с высокой степенью точности также и в режиме высокой загрузки детектирующего прибора, хотя и с некоторыми, но существенными ограничениями. Во-первых, необходимо иметь хотя бы отдалённое представление о степени загрузки детектора (например, уменьшив апертуру или отдалив сам детектор, чтобы сначала получить сигнал в режиме счёта фотонов, а потом, увеличив известным образом телесный угол регистрации, оценить среднее число регистрируемых в единицу времени квантов). Во-вторых, ситуации сильной загрузки следует избегать, если, опять же, хотя бы приблизительно неизвестно, какова относительная амплитуда второго электронного компонента.

2.1.2 Искажения регистрируемого спектра, связанные с низкой эффективностью регистрации высокоэнергетических квантов

Существует 4 типа процессов взаимодействия рентгеновского излучения с веществом – фотопоглощение, некогерентное рассеяние (эффект Комптона), рождение электрон-позитронных пар и когерентное рассеяние [111,112]. Нас интересуют лишь первые три процесса, поскольку только в результате них квант теряет свою энергию. Проведём анализ для одного из самых распространённых сцинтилляционных кристаллов – NaI(Tl).

Основным законом, описывающим поглощение излучения в веществе, является закон Бугера [111,112]:

$$I(\omega) = I_0(\omega)e^{-\mu(\omega) \cdot l} \quad (2.2)$$

Он показывает, во сколько раз ослабевает интенсивность излучения (число квантов с определённой энергией) при прохождении через слой вещества l . Коэффициент поглощения μ , стоящий в экспоненте, показывает, на каком расстоянии в данном веществе интенсивность проходящего излучения с данной частотой падает в e раз. Коэффициент μ определяется через сечение взаимодействия кванта определённой энергии с частицами среды ($\mu = n_a \cdot \sigma$, n_a – концентрация атомов, $\sigma = \sum \sigma_i$ – сечение взаимодействия всех процессов), поэтому остановимся на том, какой вклад даёт каждый из вышеперечисленных процессов взаимодействия в полный коэффициент поглощения.

При относительно малых энергиях квантов преобладает фотоэффект. В этом процессе рентгеновский квант взаимодействует с электроном, связанным с атомом. В случае если энергия фотона превосходит энергию связи электрона с ядром то, при поглощении атомом, исходная энергия кванта идёт на отрыв электрона от атома и придачу ему кинетической энергии. Образовавшийся электрон затем рекомбинирует с примесной дыркой в кристалле сцинтиллятора, в результате чего сцинтиллятор испускает оптические фотоны, регистрируемые ФЭУ.

Следует отметить, что часть энергии уходит атому, но она очень незначительна. Будучи возбуждённым, атом стремится вернуться в исходное состояние, испуская при этом квант характеристического излучения, соответствующего K, L и т.д. оболочке. Поэтому сечение фотоэффекта существенным образом зависит от энергии взаимодействующего кванта и имеет характерные скачки, соответствующие краям поглощения. Процесс фотопоглощения является преобладающим при энергиях квантов до примерно 300 кэВ (Рис.2.3) [111,112,113].

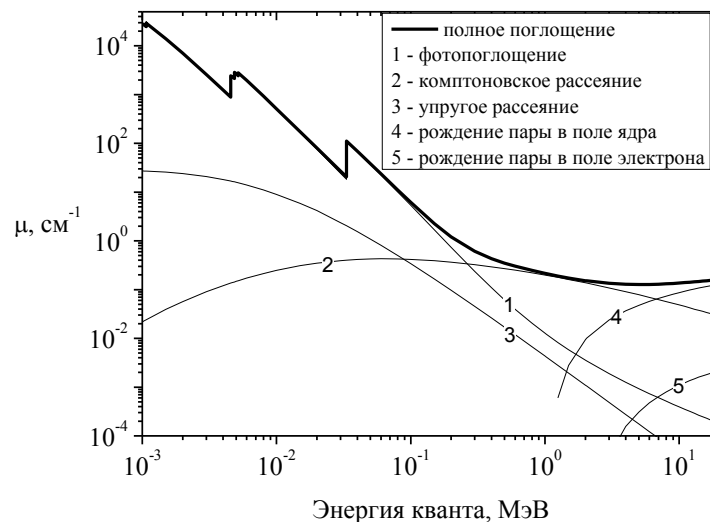


Рис.2.3. Зависимость коэффициента поглощения μ для различных процессов взаимодействия в зависимости от энергии рентгеновского кванта.

С повышением энергии квантов существенную роль в поглощении рентгеновского излучения веществом начинает играть комптоновское рассеяние. Как известно, Комптон-эффект – это процесс рассеяния фотона на свободном электроне, но в веществе изначально нет таковых. Однако энергия квантов в данном случае существенно превосходит энергию связи электрона с ядром, поэтому их можно считать свободными. В результате рассеяния атом ионизуется, а приобретаемая электроном кинетическая энергия примерно равна энергии, потерянной рентгеновским квантом. Комптоновское рассеяние играет основную роль в диапазоне энергий от нескольких сотен кэВ до нескольких МэВ (Рис.2.3).

Основной проблемой в случае комптоновского рассеяния является то обстоятельство, что оптический сигнал, регистрируемый ФЭУ пропорционален не энергии исходного рентгеновского кванта, а энергии, потерянной им в результате рассеяния. Таким образом, может оказаться так, что исходный рентгеновский квант потеряет часть энергии за счёт рассеяния, а затем, уже будучи с меньшей энергией, поглотится процессом фотоэффекта. Тогда полный сигнал от сцинтиллятора будет пропорционален энергии исходного кванта. Но может оказаться и так, что испытав несколько актов рассеяния, квант вылетит из сцинтиллятора, оставив ему лишь часть своей энергии. В этом случае в измеряемом спектре свечения плазмы появится квант с энергией, не равной энергии исходного кванта.

Энергия E' рассеянного на угол θ кванта описывается выражением [111]:

$$E' = m_0 c^2 / (1 - \cos \theta + m_0 c^2 / E), \quad (2.3)$$

где E – энергия падающего кванта. Видно, что наибольшую энергию квант отдаст сцинтиллятору при рассеянии назад (на 180 градусов). Однако сечение рассеяния назад существенно ниже по сравнению с сечением рассеяния на малые углы и уменьшается с ростом энергии падающего кванта (Рис.2.4) [111].

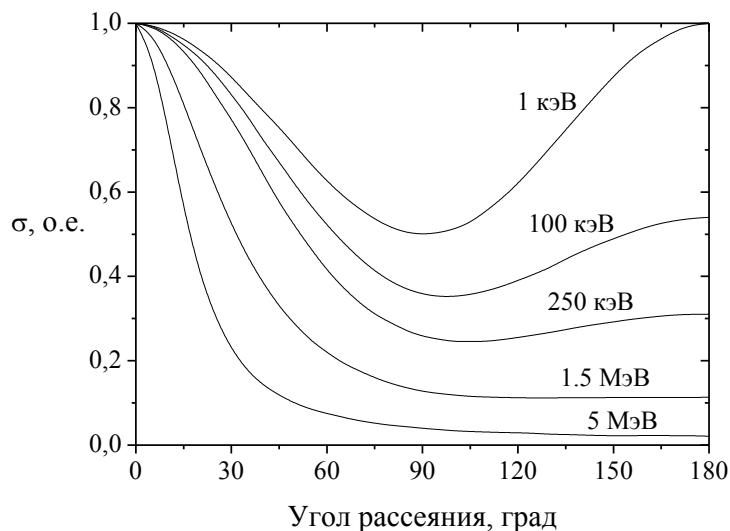


Рис.2.4. Зависимость сечения рассеяния квантов с различной энергией от угла рассеяния.

Учитывая также то, что длина поглощения в случае комптоновского рассеяния в области, где его сечение преобладает над сечением других процессов (400-7000 кэВ, Рис.2.3.), составляет от 3 до 15 см, можно сделать вывод, что бо́льшая часть квантов с энергией около МэВ, попав в кристалл сцинтиллятора, испытает только несколько актов рассеяния и покинет кристалл, то есть даст вклад в спектр в область энергий, меньших относительно исходной величины. И хотя, учитывая изначально экспоненциальный характер спектра свечения плазмы, можно сказать, что доля таких зарегистрированных «квази-низкоэнергитичных» квантов на фоне действительно низкоэнергитичных квантов будет мала, всё же следует учитывать то, что спектр в низкоэнергетической области будет искажён (завышен). И лишь небольшая часть квантов с энергией около МэВ поглотиться полностью за счёт фотоэффекта.

Наконец, при энергии квантов больше некоторого порога, возможно рождение электрон-позитронных пар. Процесс рождения пар может происходить только вблизи массивной заряженной частицы, которая забирает часть энергии в процессе её взаимодействия с кулоновским полем. Такой заряженной частицей может служить ядро. В этом случае пороговое значение энергии рассчитывается из минимальной конечной массы покоя и составляет 1.022 МэВ. Возможно также рождение пары в поле электрона. Порог

такого процесса вдвое выше и составляет 2.044 МэВ, а сечение данного процесса существенно меньше сечения рождения пары в поле ядра.

Коэффициент ослабления излучения $D(E)$ в кристалле заданной толщины определяется из выражения:

$$D(E) = 1 - \exp\{-\mu(E)l\}, \quad (2.4)$$

где l – толщина кристалла. Несколько забегаая вперёд, скажем, что в наших экспериментах использовались 2 детектора с кристаллами, толщиной 0.5 и 6.3 см, для которых функция ослабления излучения принимает вид, изображённый на Рис.2.5.

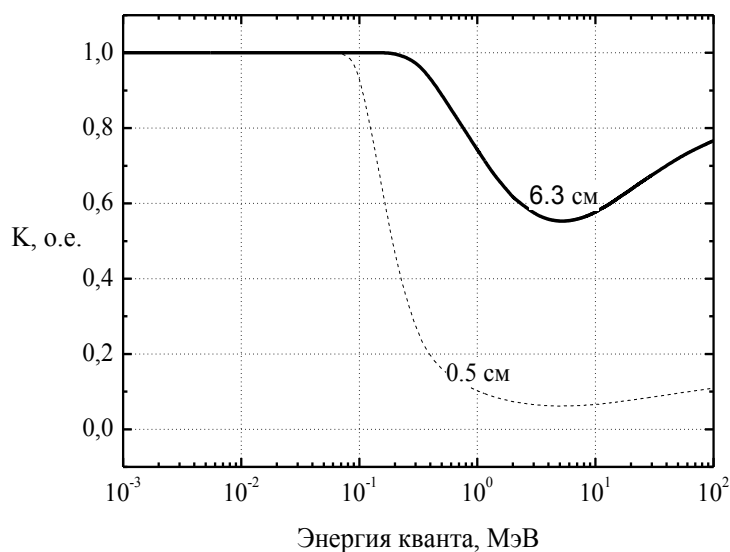


Рис.2.5. Зависимость коэффициента ослабления кристаллов различной толщины от энергии рентгеновских квантов.

2.2 Методика восстановления исходного спектра плазмы с учётом эффектов рассеяния квантов в веществе

Как упоминалось выше, измеренный экспериментально спектр будет искажён, и его восстановление требует привлечение численного моделирования взаимодействия квантов с веществом. Большой аккуратности требует и само экспериментальное измерение, которое должно быть проведено таким образом, что внести минимальные искажения в спектр при пролёте квантов от плазмы до детектора.

2.2.1 Экспериментальное измерение спектра рентгеновского излучения плазмы в режиме счёта фотонов

Экспериментальное измерение спектра плазмы включает в себя два важных аспекта. Первый связан с тем, что количество высвечиваемых плазмой квантов за один выстрел

чрезвычайно велико. Поэтому для выведения детектора в режим счёта фотонов приходится отводить его на достаточно большое расстояние и сооружать систему коллиматоров пучка квантов между плазмой и регистрирующим прибором. При этом, поскольку плазма высвечивает рентгеновское излучение преимущественно в телесный угол 4π , то количество квантов, рассеянных из окружающих предметов, которые могут попасть в детектор, оказывается также велико, поэтому сам детектор должен быть отгорожен (кроме отверстия коллиматора) надёжной защитой от подобного рода вторичных квантов. Для этих целей лучше всего подходят свинцовые блоки с стандартной толщиной в 5 см, функция пропускания которых представлена на Рис.2.6.

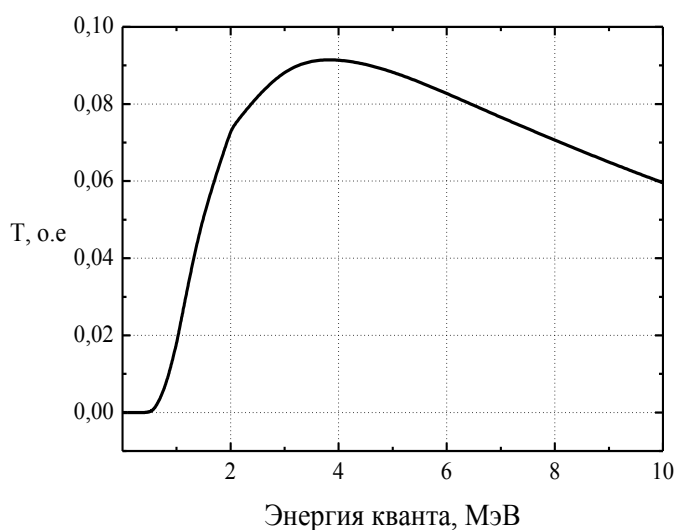


Рис.2.6. Коэффициент пропускания рентгеновских и гамма квантов свинцового блока толщиной 5 см.

Более подробно стоит остановиться на конструкции коллиматора, формирующего поток квантов, регистрируемых детектором. При прохождении квантов через отверстие (свинцовый блок с просверленным отверстием) неизбежно происходят эффекты комптоновского рассеяния на краях, приводящие к появлению квантов с меньшей относительно исходной энергией, но распространяющихся почти в том же направлении. В результате этого у пучка квантов образуется некое подобие ореола из рассеянных фотонов. Регистрация таких квантов существенным образом повлияла бы на измеряемый спектр, исказив его. Учесть такого рода искажения при обработке весьма затруднительно. Поэтому на пути к детектору необходимо наличие как минимум еще одного коллиматора (блока с отверстием), отсекающего данный ореол. При этом диаметр второго коллиматора ни в коем случае не должен быть меньше либо равен первому на пути от плазмы к прибору, чтобы не создать вторичного ореола в свою очередь, и в то же время не слишком

большим, чтобы достаточно эффективно отсеять кванты с значительно изменённой энергией (Рис.2.7). Исходя из формулы (2.3), можно показать, что при рассеянии на угол на несколько градусов, энергия кванта изменяется в пределах нескольких процентов относительно исходной, что находится в рамках разрешающей способности детектора.

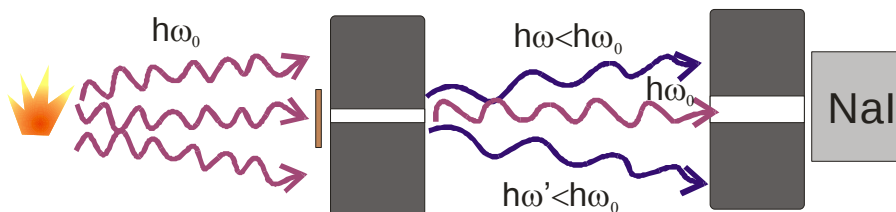


Рис.2.7. Коллимация потока рентгеновских квантов из плазмы.

Второй аспект связан с использованием фильтров на пути рентгеновских квантов от плазмы до детектора для отсека фотон с относительно малой энергией (Рис.2.7). Доля электронов с большой энергией в общем количестве частиц в плазме обычно чрезвычайно мала и составляет десятые доли процента и менее, поэтому количество рентгеновских квантов с большой энергией, регистрируя которые можно сделать оценки на температуру наиболее высокоэнергетичного электронного компонента, также невелико (аналог ситуации с соотношением амплитуд двух экспонент менее 0.01 в разделе 2.1.1). Чтобы увеличить полезную загрузку детектора, то есть зарегистрировать высокоэнергетичную часть спектра с высокой статистикой без существенных искажений, связанных с большим числом наложений в малоэнергетичной части, часто приходится использовать фильтры в виде тонких листов плотных веществ (свинца, меди и других). Однако в плотном фильтре, также как и в любом другом веществе, происходит не только поглощение квантов, но и их рассеяние. Регистрация таких квантов существенно осложняет процесс восстановления исходного спектра плазмы. Поэтому установка подобных фильтров должна производиться до системы коллиматоров, чтобы последние могли отсеять рассеянные фотоны, и металлическая фольга (лист) действовала именно как фильтр, а не как дополнительный элемент, сложным образом искажающий спектр.

2.2.2 Численное моделирование взаимодействия рентгеновских квантов с веществом сцинтиллятора

Все численные методики основаны на моделировании методом Монте-Карло регистрации квантов и последующем сравнении полученных данных с экспериментальными результатами.

Наиболее распространённым в этом отношении программным пакетом является код GEANT [65], описывающий элементарные физические процессы. Тем не менее, в силу того, что данный пакет предназначен для работы с очень высокими энергиями частиц, его применение при малых энергиях часто затруднительно, требует внимательного моделирования условий эксперимента и сопутствующих эффектов. Поэтому, нередко оригинальные решения в рамках конкретно поставленной задачи [66,67,68,69].

Для оценки искажений реального спектра при его измерении, была написана программа в среде LabView, в которой производится моделирование методом Монте-Карло спектра рентгеновского излучения из плазмы, а затем его регистрация в сцинтилляторе. Модель сцинтиллятора учитывает все описанные выше некогерентные процессы (фотопоглощение, комптоновское рассеяние и рождение пары) с учётом приведённых сечений взаимодействия, а также вероятность регистрации сразу нескольких событий с настраиваемым средним значением отсчётов в единицу времени.

Работу программы можно кратко описать следующим образом. Для спектра тормозного рентгеновского излучения задаётся распределение в виде:

$$W = A_1 \exp\left(-E/T_1\right) + A_2 \exp\left(-E/T_2\right) + \dots \quad (2.5)$$

То есть возможно моделирование спектра, описываемого несколькими температурами горячих электронов. На каждой итерации программы случайным образом согласно заданному распределению генерируется квант с определённой энергией. Далее, исходя из вида кривой ослабления для сцинтиллятора (см. предыдущий раздел), определяется вероятность того, произойдёт с квантом какой-либо процесс или он пролетит через кристалл незамеченным. В случае, если квант испытывает взаимодействие с атомами кристалла, то, исходя из сечения взаимодействия для различных процессов (Рис.2.3) для данной энергии кванта, определяется какой именно из процессов испытает квант. Если это фотопоглощение, то квант поглощается целиком, и в спектре, измеренном сцинтиллятором, появляется отсчёт на энергии, соответствующей энергии кванта. Если же квант рассеивается за счёт Комптон-эффекта, то исходя из вероятности рассеяния на определённые углы (Рис.2.4) определяется угол рассеяния и, соответственно, та энергия, которую он передаст электрону в сцинтилляторе. Дальнейшая судьба кванта, определяется тем расстоянием, которое квант с заданной энергией в среднем уже прошёл в кристалле. Оно есть обратный коэффициент поглощения для Комптон-эффекта μ^{-1} . Если оно больше длины кристалла, то считается, что далее квант покидает кристалл. Если же расстояние, уже пройденное квантом, меньше длины кристалла, то рассчитывается остаточная длина сцинтиллятора на пути рассеянного кванта с учётом угла рассеяния и

размеров кристалла. Далее цикл повторяется. Энергия, отданная сцинтиллятору, – это суммарная отдача кванта за счёт все процессов, произошедших с ним.

Более ли менее аналогичная ситуация с рождением пары. Если этот процесс произошёл, то в результате рождается два кванта с энергией 511 кэВ (разность исходной энергии и двух квантов по 511 кэВ сразу отходит сцинтиллятору). Эти два кванта могут в дальнейшем испытать какой-либо процесс, либо вылететь из кристалла, в зависимости от остаточной длины кристалла по схеме, описанной выше.

Учёт «неодноквантовости» измерений происходит следующим образом. На начальном этапе согласно статистике Пуассона с заданным средним «разыгрывается» количество регистрируемых одновременно квантов. Затем для каждого кванта рассчитывается переданная им сцинтиллятору энергия, и, наконец, по сумме всех составляющих определяется зарегистрированная на данной итерации энергия.

Предложенная модель также позволяет учесть фильтры из различных веществ на пути квантов от плазмы до детектора, но не учитывает рассеяние фотонов в них. Поэтому их установка должна быть выполнена согласно методике, описанной в разделе 2.2.1.

Конечно, модель не является точной вследствие ряда причин (весьма условный расчёт нахождения кванта в кристалле после акта рассеяния, пренебрежение когерентным рассеянием и процессом рождения пары в поле электрона, дискретность энергии квантов, пренебрежение эффектами рассеяния квантов из оболочки кристалла, высокая дискретность углов рассеяния и т.д.), но, всё же, она позволяет оценить искажения спектра в процессе его регистрации сцинтиллятором.

Апробация программы проводилась путём сравнения результата моделирования регистрации линии с энергией 662 кэВ изотопа Cs^{137} в описанном коде и при моделировании в пакете GEANT при аналогичных условиях, которое было проведено нашим коллегой А.А. Туринге из Института ядерных исследований РАН (см. Рис.2.8). Для сравнения на Рис.2.8 представлен также экспериментально измеренный отклик детектора на источник Cs^{137} , для которого было проведено моделирование (сильное отличие от моделированных спектров в области энергий менее 500 кэВ связано с регистрацией фоновых квантов космического излучения). Основным отличием представленной модели от кода GEANT является более ярко выраженный пик комптоновской отсечки на энергии около 450 кэВ, т.е. максимальная энергия, которую может потерять квант при комптоновском рассеянии на угол, близкий к 180 градусам. Это обстоятельство, очевидно, связано с упрощённым характером расчёта прохождения кванта через вещество. Тем не менее, определяющая величина, влияющая на искажения спектра, а именно соотношение

пъедестала рассеяния к пику полного поглощения, в двух моделях находится в хорошем согласии, что даёт возможность утверждать о состоятельности представленной модели.

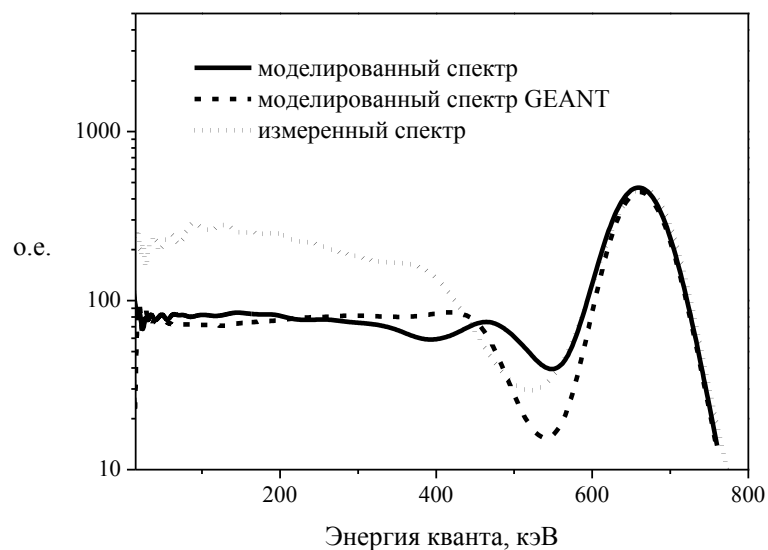


Рис.2.8. Спектры источника Cs-137, полученные экспериментально (пунктирная кривая), путём моделирования с использованием кода GEANT (штриховая кривая) и созданного кода (черная кривая).

Восстановление же исходного спектра плазмы производилось при многократном моделировании регистрации квантов из распределения с различными параметрами A_i , T_i , а также заданной загрузке детектора, и нахождения оптимальных значений амплитуд и температур, при которых достигается минимальное отклонение от экспериментально измеренного спектра плазмы. Отклонение вычислялось как квадрат произведения разности числа отсчётов моделируемого и экспериментального спектров и энергии данной точки. Учёт энергии позволяет уравновесить вклад в отклонение точек большой амплитуды и малой энергии и точек на большой энергии, где число отсчётов невелико. Для примера рассмотрим экспериментальный спектр на Рис.2.9. Спектры представлены с шагом по оси энергии равным 10% от конкретной точки. О большей точности говорить смысла нет, поскольку разрешающая способность стандартного детектора на основе кристалла NaI составляет как раз около 10%. Провал в начале спектра связан с наличием фильтра в виде 1 мм свинца для отсека квантов с низкой энергией, а острый пик в области около 100 кэВ вызван К краем поглощения того же свинца. Прямая аппроксимация «хвоста» распределения даёт значение для температуры в 140 кэВ. Из дальнейшего описания станет видно, что такая оценка не соответствует исходной температуре частиц в плазме.

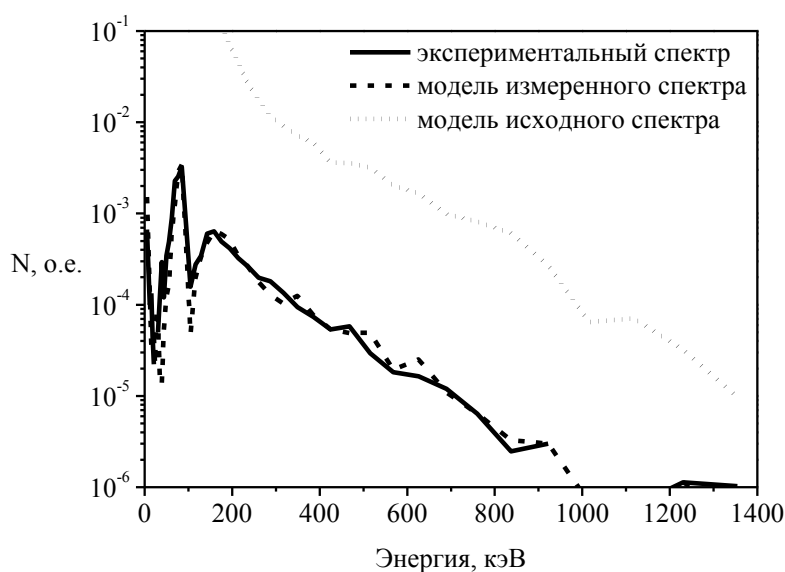


Рис.2.9. Экспериментально измеренный гамма-спектр плазмы (сплошная кривая), наиболее близкий к нему результат моделирования измерения спектра при тех же геометрических условиях эксперимента (штриховая линия) и модель исходного спектра (пунктирная линия).

Сначала варьированием температуры «хвоста» распределения определялось значение, наиболее близкое к экспериментальному. Такая процедура является корректной исходя из того, что, как было показано выше, «хвост» распределения искажается за счёт неодноквантовости измерений слабо даже при больших нагрузках детектора (в данном случае она равнялась 0.2 и определялась как соотношение лазерных импульсов, в которых был ненулевой сигнал детектора, к тем, в которых сигнала не было). Затем, путём изменения параметров T_1 и A_2 (A_1 полагалось равным единице) восстанавливался спектр, наиболее близкий к экспериментально измеренному (Рис.2.9). Среднеквадратичные отклонения экспериментального спектра от моделированного при различных параметрах представлены на Рис.2.10. При этом существенное значение имеет наличие или отсутствие фильтра на пути рентгеновских квантов, отсекающего низкоэнергетическую часть. Его присутствие, отрезая кванты с относительно низкой энергией (как на Рис.1.7, например) во многом усложняет восстановление температуры первого, более низкоэнергетического компонента. Можно достаточно уверенно утверждать о его наличии, а вот о конкретной температуре, к сожалению, не всегда. Восстановление спектра, представленного на Рис.2.9, хотя и достаточно грубо, но дало возможность оценить обе температуры плазмы. Как показывает график среднеквадратичного отклонения расчётного спектра от экспериментального на Рис.2.10, задаваемые параметры оказались следующими: $T_1=30\pm 5$

кэВ, $T_2=180\pm 20$ кэВ, $A_2=0.0012\pm 0.0003$. Ошибка определялась при аппроксимации данных на Рис.2.10(а) полиномом третьей степени как полуширина интервала, на котором значение отклонения (данных по оси ординат) возрастает на 10% от минимального. Для сравнения, на Рис.2.9 представлен также исходный спектр (пунктирная кривая), модель измерения которого (штриховая кривая) наиболее близка к экспериментальному спектру (сплошная кривая).

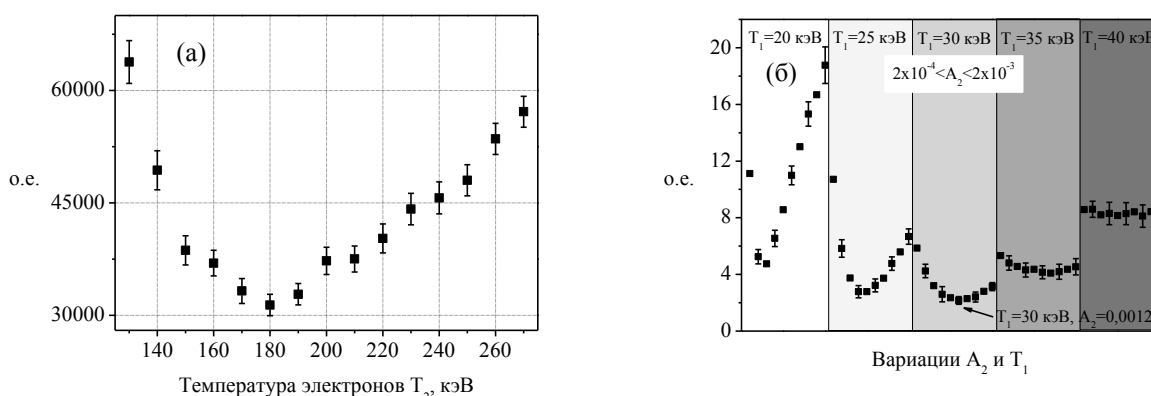


Рис.2.10. Отклонение моделированного спектра от экспериментального при различных параметрах моделирования T_2 (а) и $A_2; T_1$ (б).

2.3 Основные выводы к Главе II

В данной Главе работы продемонстрировано, что оценка параметров плазмы при помощи рентгеновских измерений (детектирование одиночных квантов) обладает рядом особенностей, которые следует учитывать при проведении эксперимента:

1) загрузка детектора существенным образом влияет на форму регистрируемого спектра. Слишком высокая загрузка (свыше 0.8 событий в единицу времени) приводит к существенным искажениям спектра, приводящим к ошибочным оценкам на температуру быстрого электронного компонента лазерной плазмы. Оптимальным значением загрузки является диапазон от 0.1 до 0.5 регистрируемых событий на один лазерный выстрел, когда ошибка оценки температуры быстрых электронов не превышает 10% от исходного значения (при квантовой эффективности самого детектора равной единице);

2) при наличии в плазме двух (и более) быстрых электронных компонентов с различными амплитудами и температурами ($w(E_i, T_{hi}) = \sum C_i \exp(-E/T_{hi})$) оценка на более высокоэнергетичный компонент зависит как от загрузки детектора, так и от соотношения самих амплитуд. Адекватная оценка на температуру наиболее высокоэнергетичных электронов сохраняется вплоть до средней загрузки детектора в 5 регистрируемых

квантов за лазерный выстрел при соотношении амплитуд примерно квадратичном отношении температур электронных компонентов;

3) измеренный рентгеновский спектр плазмы при помощи сцинтилляционного детектора будет искажён относительно исходного из-за низкой эффективности регистрации квантов с высокой энергией, которая определяется размером кристалла сцинтиллятора, а также за счёт процессов неполного поглощения попадающих в него квантов (комптоновское рассеяние, рождение электрон-позитронных пар).

Разработана методика оценки параметров плазмы, включающая в себя экспериментальное измерение спектра жёсткого рентгеновского излучения плазмы и численное восстановление исходного спектра плазмы с учётом его искажений при регистрации методом Монте-карло. Показано, что установка коллиматоров и фильтров на пути квантов от плазмы до детектора может внести существенные искажения в форму регистрируемого спектра, и поэтому требует должной аккуратности. В частности, коллиматор должен состоять как минимум из двух формирующих пучок фотонов отверстий для предотвращения попадания в детектор рассеянных квантов с меньшей относительно исходной энергией, а установка фильтров для отсеечения низкоэнергетичных квантов, не представляющих интерес с точки зрения определения температуры наиболее высокоэнергетичного электронного компонента, должна производиться до коллимации пучка, аналогично, с целью избежания регистрации рассеянных в веществе фильтра частиц.

В среде программирования LabView создана программа для моделирования регистрации рентгеновских квантов наиболее распространёнными сцинтилляционными детекторами на кристалле NaI и учёта физических процессов взаимодействия рентгеновских квантов с веществом, приводящих к искажениям формы измеряемого спектра относительно исходного спектра плазмы.

Проведенное сравнение откликов детектора на рентгеновский источник Cs-137 с линией 662 кэВ, моделированного с применением широко распространённого в среде ядерной физики кода GEANT и в созданной программе, показало, что ключевой параметр сцинтиллятора – отношение пьедестала к пику полного поглощения – находится в хорошем согласии в двух моделях

Изложенная методика позволяет восстановить форму исходного спектра плазмы по измеренному и сделать оценки на температуры горячих электронных компонентов плазмы.

Глава III Ускорение электронов в плазме, формируемой мощным фемтосекундным лазерным импульсом на поверхности микромодифицированной под воздействием предимпульса мишени из расплавленного металла.

В первой Главе было отмечено, что на генерацию горячего электронного компонента существенное влияние оказывают не только параметры самого лазерного импульса, но также и сам тип используемой мишени. Известно, что при использовании специально подготовленных мишеней (струй, кластеров) возможно появление механизмов ускорения, характерных только для конкретного типа мишени (кулоновский взрыв, эффект ограничения теплопроводности т.д.). Интересные особенности обнаруживаются и в случае мишени в жидкой фазе. В частности, увеличение энергии предимпульса на наносекундном масштабе времени приводит к существенным росту энергии быстрых электронов, что вызвано значительными искажениями поверхности мишени и формированием микроструктур («микрокапель») под воздействием предимпульса, которые ограничивают отток тепла вглубь мишени и приводят к эффектам усиления локального поля [35]. Кроме того, использование жидкой мишени позволяет сильно упростить конструкцию самой мишени. Поэтому исследование взаимодействия лазерного излучения с поверхностью жидкости открывает большие перспективы по созданию стабильных лазерно-плазменных источников.

В данной Главе представлены результаты экспериментов по исследованию взаимодействия лазерного импульса с интенсивностью 5×10^{16} Вт/см² с поверхностью расплавленного металла с использованием методов рентгеновской и ионной диагностики и теневого фотографирования плазмы. Показано, что введение предимпульса, имеющего интенсивность около 40^{-1} от основного импульса приводит существенному росту средней энергии быстрых электронов в плазме по сравнению с случаем без предимпульса (с 20 до 75 кэВ) и увеличению выхода жёсткого рентгеновского излучения почти на два порядка при тех же условиях. Оптическая диагностика облака плазмы, поднимаемого предимпульсом, выявила формирование микроструктур в виде тонких струй, вылетающих с поверхности мишени, размер которых сравним с диаметром фокального пятна, а время жизни от момента формирования до размытия – около 15 нс. Сравнение полученных экспериментальных данных с результатами численного моделирования лазерно-плазменного взаимодействия с помощью 3-х мерного PIC кода, проведенное А.В.

Брантовым, показало, что наблюдаемый эффект можно связать с усилением локального электрического поля на микроструктурах, ускоряющим электроны вдоль поверхности струй и повышающим их конечную энергию.

Сам механизм образования структур, тем не менее, остаётся не до конца ясным. По всей видимости, имеют место гидродинамические эффекты, обуславливаемые сверхкоротким воздействием предимпульса на мишень.

Основные результаты данной Главы опубликованы в работах [96,54,70,73].

3.1 Лазерная система на кристалле Ti:Sapphire.

Характеризация параметров излучения.

Все эксперименты, представленные в данной работе, проводились с использованием излучения субтераваттной фемтосекундной лазерной системы на сапфире с титаном Центра коллективного пользования МЛЦ МГУ [114], которая по мере проведения исследований подвергалась поэтапной доработке и модернизации. В данной лазерной системе используется принцип усиления чирпированных импульсов. Фемтосекундный лазерный импульс длительностью ~ 30 фс и энергией около 10 нДж на центральной длине волны 800 нм и шириной спектра 50 нм генерируется в задающем генераторе (лазер на основе кристалла Ti:Sa с пассивной синхронизацией мод керровской линзой Mira-seed компании Coherent Inc. с накачкой диодным лазером Verdi 5 W). Затем импульс растягивается в стретчере до 600 пс и попадает в систему усилителей. Принципиальная схема лазерной системы приведена на Рис.3.1.

При получении данных, представленных в Главе III, использовалась модификация системы, в которой импульс последовательно усиливался в регенеративном и многопроходовом усилителях. Накачка усилителей производилась лазером на кристалле Nd:YAG Surelite компании Continuum на длине волны 532 нм с длительностью импульса 10 нс и энергией до 300 мДж. Использование только регенеративного усилителя позволяло получать импульсы с энергией до 2 мДж при частоте повторения 10 Гц. При использовании многопроходового усилителя (4 прохода) энергия в импульсе возрастала до 100 мДж.

После усиления импульс сжимался в компрессоре на дифракционных решетках до 50 ± 5 фс (длительность после сжатия измерялась с помощью коррелятора второго порядка). Максимальная энергия импульса на выходе из компрессора составляла около 30 мДж. Таким образом, пиковая мощность излучения составляла около 0.5 тераватт.

Измерения контраста лазерного импульса с помощью коррелятора третьего порядка, проведённые С.А. Шуляповым и В.В. Большаковым, показали, что на пикосекундном масштабе времени контраст определяется усилением спонтанной люминесценции (ASE) и в нашей лазерной системе составляет не хуже 10^{-5} во временном диапазоне 100 пс до основного импульса. Имеется также ряд предимпульсов, опережающих основной импульс на время порядка десятка пикосекунд, амплитуда наибольшего из которых составляет 5×10^{-4} с временем опережения в 7 пс [115]. Большинство предимпульсов возникают из постимпульсов, появляющихся в результате переотражений, при распространении в нелинейных элементах лазерной системы [50]. Уровень ASE во многом определяется опережением накачки кристалла усилителя по сравнению с временем прихода затравочного излучения 800 нм, что приводит к развитию спонтанной люминесценции.

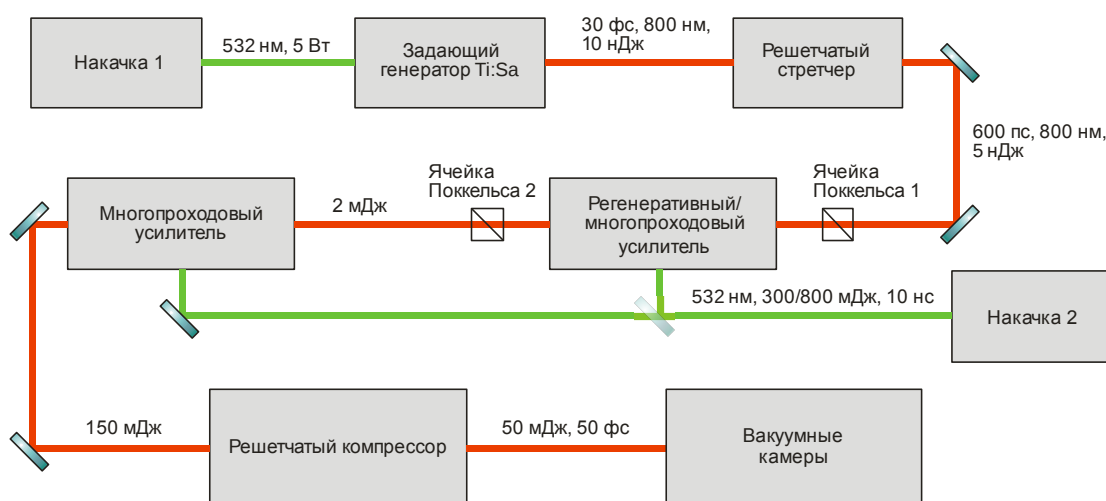


Рис.3.1. Принципиальная схема лазерной установки.

Контраст на наносекундном масштабе в лазерной системе определяется «просачиванием» излучения через поляризационную развязку ячеек Поккельса, установленных на входе в регенеративный усилитель (ячейка 1) и на его выходе (ячейка 2). При выключенной ячейке 2 амплитуда предимпульса может изменяться в диапазоне от 400^{-1} до 10^{-1} от энергии основного импульса небольшим поворотом нелинейного кристалла в ячейке 1. При включенных и полностью съюстированных ячейках 1 и 2 энергия предимпульса составляет порядка 2×10^{-7} от энергии основного импульса. Время задержки между импульсом и предимпульсом составляет 12.5 нс (время определяется обходом излучения резонатора в задающем генераторе лазерной системы). Контроль относительной энергии предимпульса осуществлялся с помощью быстрого фотодиода.

В экспериментах, обсуждаемых в Главе IV, использовалось излучение лазерной системы по мере двухэтапной модернизации: 1) замена лазера накачки усилителей (Solar LQ929 с энергией в импульсе на длине волны 532 нм до 800 мДж), 2) отказ от регенеративного усилителя в пользу еще одного многопроходового (14 проходов) и замена ячейки Поккельса, дающей контраст 400^{-1} , на ячейку, дающую контраст $\sim 10^{-4}$. Это, существенно повлияло на контраст лазерного импульса. Несколько снизилась и минимальная длительность импульса (до 45 ± 5 и 40 ± 5 фс на первом и втором этапах, соответственно).

На первом этапе модернизации измерения контраста на пикосекундном масштабе времени показали, что у основного импульса имеется несколько предимпульсов, наибольший из которых опережает основной на 25 пс и имеет относительную амплитуду 5×10^{-3} . Уровень усиленной спонтанной люминесценции (ASE) в диапазоне 100 пс до основного импульса составил 10^{-5} (Рис.3.2(а)).

После доработки лазерной системы уровень ASE улучшился до 10^{-8} , а контраст на пикосекундном масштабе времени стал определяться предимпульсом, опережающим основной на 12 пс, с относительной амплитудой менее 10^{-6} (Рис.3.2(б)).

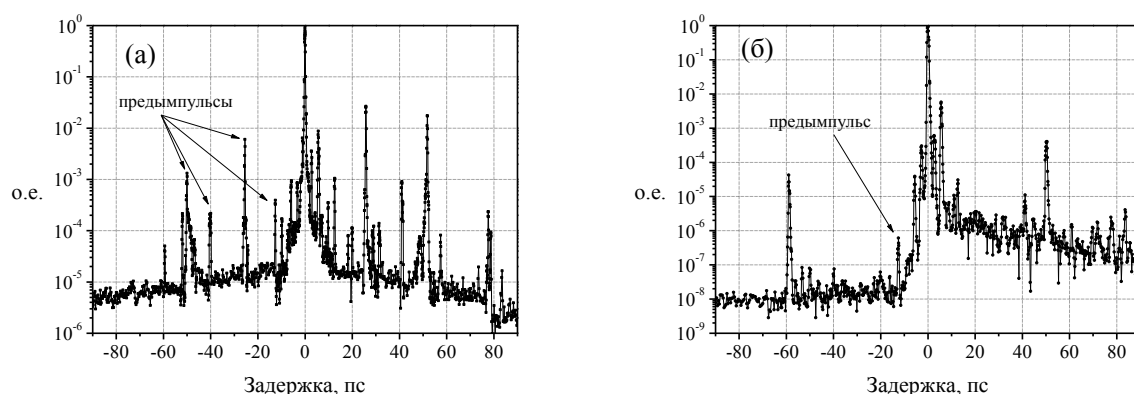


Рис.3.2. Корреляционные функции третьего порядка импульсов до (а) и после (б) модернизации лазерной системы. Стрелками обозначены чистые предимпульсы.

Контраст лазерного импульса на наносекундном масштабе составил 2×10^{-6} и 5×10^{-8} на первом и втором этапах доработки, соответственно. Кроме этого, для импульса с высоким пикосекундным контрастом имелась возможность выключать одну из ячеек Поккельса и получать наносекундный контраст около 3×10^{-4} . Таким образом, в нашем распоряжении оказалось три различных импульса с различным контрастом, которые в дальнейшем (в Главе IV) будем условно обозначать «1» (высокий контраст, Рис.3.2 (б)), «2» (низкий наносекундный контраст) и «3» (низкий пикосекундный контраст, Рис.3.2

(а)), что позволило достаточно детально изучить параметры лазерной плазмы в зависимости от различных условий взаимодействия. Стрелками обозначены чистые предимпульсы, появляющиеся в результате переотражений и нелинейного взаимодействия основного импульса и постымпульсов в лазерной системе. Остальные пики являются «артефактами» измерений.

Форма лазерного импульса на разных этапах эволюции системы может быть условно представлена как на Рис.3.3.

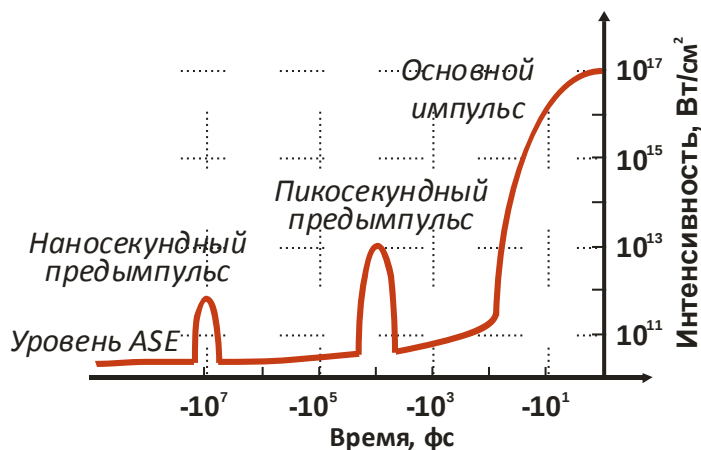


Рис.3.3. Условная форма лазерного импульса.

В таблице 3.1 представлены характеристики контраста лазерного импульса на разных этапах эволюции системы, с использованием которых были получены результаты, представленные в Главах III и IV данной диссертационной работы.

		Эксперименты Главы III	Эксперименты Главы IV		
			Тип импульса «1»	Тип импульса «2»	Тип импульса «3»
Уровень ASE, о.е.		10^{-5}	10^{-8}	10^{-8}	10^{-5}
Пикосекундный предимпульс	Амплитуда, о.е.	5×10^{-4}	6×10^{-7}	6×10^{-7}	5×10^{-3}
	Время опережения	7 пс	12 пс	12 пс	25 пс
Наносекундный предимпульс	Амплитуда, о.е.	$2 \times 10^{-7}, 10^{-1}-400^{-1}$	5×10^{-8}	3×10^{-4}	2×10^{-6}
	Время опережения	12.5 нс	12.5 нс	12.5 нс	12.5 нс

Таблица 3.1. Характеристики контраста лазерного импульса, использовавшегося в экспериментах, результаты которых представлены в Главах III и IV диссертационной работы.

Параметр качества излучения M^2 определялся как отношение диаметра фокусного пятна при фокусировке линзой с фокусным расстоянием $f=4.7$ м к диаметру фокусного

пятна для пучка того же исходного диаметра, но имеющего гауссов поперечный профиль интенсивности [116]. Исходный диаметр лазерного пучка определялся по измерению энергии, прошедшей мимо ножа, вдвигаемого в пучок (Рис.3.4 (а)), и аппроксимацией полученной зависимости функцией ошибок $E_{norm} = 1 + \operatorname{erf}\left(\frac{x-x_0}{w}\right)$, в которой величина w определяет радиус пучка по уровню e^{-2} . С учётом того, что диаметр по уровню e^{-2} связан с диаметром по полувысоте множителем 0.59, последний составил 7.5 ± 0.5 мм (для разных модификаций лазерной системы отличия диаметра лежат в пределах погрешности). Измерения диаметра пятна лазерного излучения в фокусе длиннофокусной линзы (4.7 м) (Рис.3.4 (б)) и последующее сравнение этого размера с теоретической оценкой для пучка того же исходного диаметра, но с гауссовым распределением интенсивности, показали, что параметр качества пучка M^2 равен 1.4 ± 0.1 (также как и для диаметра пучка отличия для разных модификаций лазерной системы лежат в пределах погрешности).

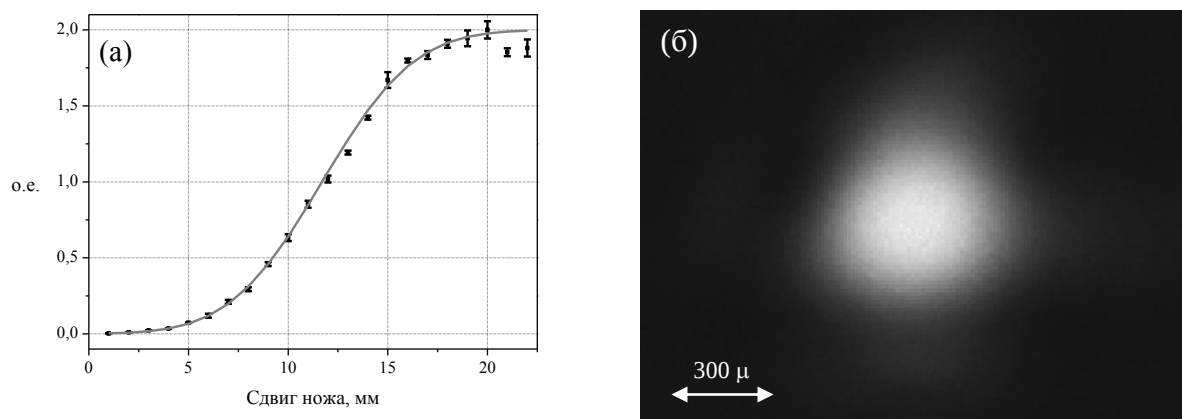


Рис.3.4. Зависимость энергии прошедшей мимо ножа от его положения и аппроксимация зависимости функцией ошибок (а); изображение пятна в фокусе линзы 470 см (б).

3.2 Экспериментальная установка для изучения свойств плазмы, формируемой на поверхности жидкой мишени

Рассмотрим схему экспериментальной установки (Рис.3.5). Излучение лазера на кристалле Ti:Sa (1) заводилось внутрь вакуумной камеры (2) с давлением остаточного газа 10^{-2} Торр при откачке форвакуумным насосом и фокусировалось на поверхность мишени под углом 45° с помощью безабберационного объектива с фокусным расстоянием 6 см (3). Мишень представляла собой небольшую медную кювету (4), наполненную расплавленным галлием. Кювета нагревалась с помощью резистивного нагревателя (5). Температура расплавленного металла контролировалась термопарой (6), погруженной в

металл, и составляла 300°C. Выход рентгеновского излучения в различные энергетические диапазоны измерялся с помощью ФЭУ (7) со сцинтиллятором на кристалле NaI(Tl) толщиной 0.5 см для чего перед ним помещались комбинации фольг алюминия, бериллия и тантала различной толщины (8). Тем самым был реализован метод поглотителей (см. раздел 2.1). ФЭУ использовался также и для точной настройки мишени в фокус объектива по относительному уровню сигнала. Помимо этого проводилось измерение спектра плазмы с помощью рентгеновского спектрометра на основе pin-диода Amptek AXRCR с цифровым процессором Kolibri.

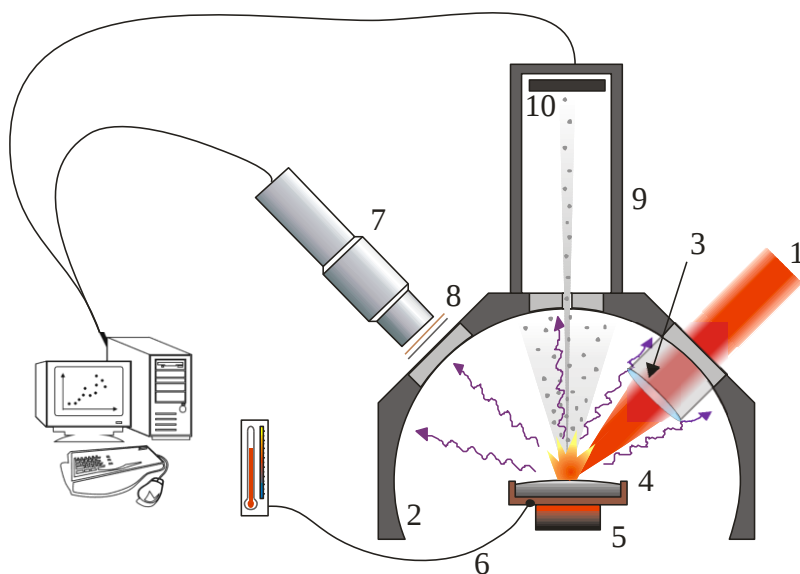


Рис.3.5. Схема экспериментальной установки: 1 – лазерное излучение, 2 – вакуумная камера, 3 – фокусирующий объектив, 4 – кювета с расплавленным галлием, 5 – нагреватель, 6 – термопара, 7 – сцинтилляционный рентгеновский детектор, 8 – металлические фольги, 9 – времяпролётный спектрометр, 10 – микроканальная пластина.

Для исследования ионных токов плазмы к вакуумной камере стыковался ионный времяпролётный спектрометр с пролетной базой 30 см (9). Регистрация ионных токов осуществлялась с помощью детектора на основе микроканальной пластины (МКП) шевронного типа ВЭУ-7 (10). Спектрометр располагался либо в направлении нормали к поверхности мишени, либо по направлению отражённого от поверхности излучения, под углом 45 градусов к нормали. Времяпролётная часть системы отделялась от основной вакуумной камеры диафрагмой с диаметром отверстия 0.8 мм и была снабжена дополнительным турбомолекулярным насосом. Это обеспечивало вакуум во времяпролётной части установки не хуже 5×10^{-5} Торр, что необходимо для нормального

функционирования микроканальной пластины. Кроме того, это обеспечивает почти бесстолкновительный режим пролета ионов от плазмы до детектора.

Поляризация излучения была линейной (*p*- или *s*-) и изменялась помощью полуволновой пластинки. Энергия предимпульса, опережающего основной на 12.5 нс, изменялась описанным выше способом (см. раздел 3.1.) от 2×10^{-7} (энергия предимпульса 0.2 нДж) до значений от 400^{-1} до 10^{-1} (от 2.5 до 100 мкДж). Энергия каждого импульса – 1 мДж, что обеспечивало пиковую интенсивность на поверхности мишени около 5×10^{16} Вт/см².

Отдельно проверялось качество фокусировки безабберационного объектива. Для переноса изображения использовался кинообъектив с фокусным расстоянием 8 см. Изображение, увеличенное в 40 раз, передавалось на ПЗС-камеру. Изображение пятна фокусировки и профиль интенсивности представлены на Рис.3.6.

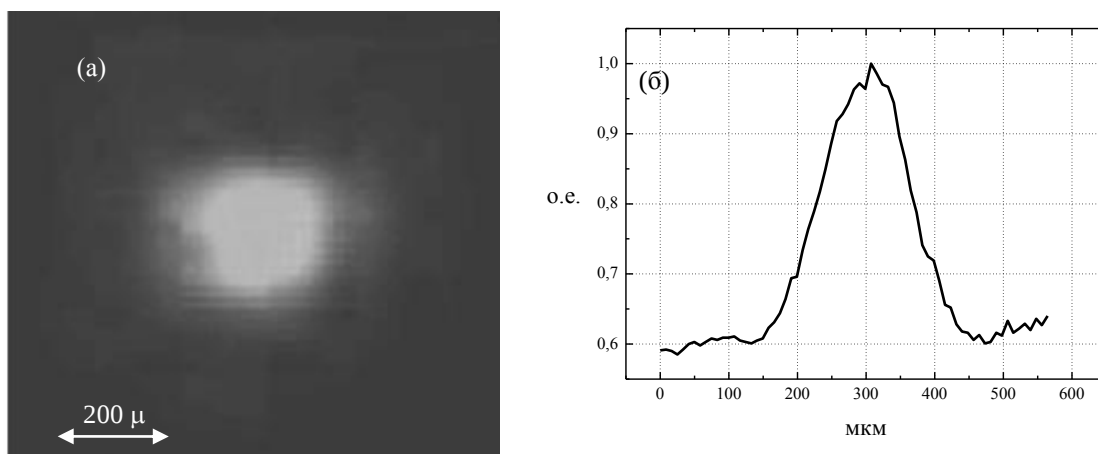


Рис.3.6. Увеличенное в 40 раз изображение пятна фокусировки безабберационного объектива (а) и профиль интенсивности пучка (б).

Выбор в качестве мишени жидкости обоснован рядом причин. Прежде всего, использование жидкости существенно упрощает конструкцию мишенного узла, избавляя от необходимости постоянного смещения мишени для обеспечения свежей поверхности для каждого последующего лазерного выстрела. Этот подход успешно зарекомендовал себя на примере нескольких экспериментальных исследований [35,52,53,54,105]. В то же время, как было показано в Главе I данной работы, взаимодействие лазерного импульса с жидкой мишенью обладает рядом интересных особенностей, связанных с благоприятным влиянием плохого контраста лазерного излучения (напомним, что при исследовании плазмы на поверхности воды было обнаружено существенное возрастание энергии быстрых электронов при использовании цуга из нескольких импульсов, отстоящих друг от

друга на 10 нс по сравнению с одиночным импульсом, [35]). Эти два аспекта и легли в основу идеи использования мишени в жидкой фазе.

Немаловажным фактором является выбор материала мишени. В нашем случае выбор был сделан в пользу расплавленного галлия. Критерии были следующими: прежде всего, поскольку все эксперименты проводились в вакууме, то жидкость должна обладать малым давлением насыщенных паров во избежание самовоздействия лазерного излучения и пробоя приповерхностного газового слоя; и кроме того, достаточно малой вязкостью и хорошей теплопроводностью. Вязкость и поверхностное натяжение определяют скорость релаксации поверхности после взаимодействия с лазерным импульсом, а теплопроводность – скорость остывания области воздействия. Оба этих момента становятся принципиально важными при использовании в экспериментах излучения лазерных систем, с высокой частотой повторения импульсов. Оценки описанных выше параметров [117] показали, что для галлия при температуре свыше 200°C характерные времена затухания поверхностных колебаний, затекания кратера и остывания области воздействия составляют для расплавленного галлия, соответственно, 1.3×10^{-2} , 5.8×10^{-3} и 7.4×10^{-4} сек. Таким образом, использование этого вещества в качестве мишени возможно при частоте повторения импульсов до 100 Гц, что наилучшим образом подходит для наших условий эксперимента.

При измерении спектра плазмы, созданной на поверхности расплавленного галлия, использовалось излучение другого лазера на кристалле Ti:Sa, излучение которого было любезно предоставленного А.П. Шкуриновым и И.А. Ожередовым из лаборатории терагерцовой оптоэлектроники и спектроскопии МЛЦ МГУ. Параметры лазерного импульса были в целом аналогичны (длительность импульса – 100 фс, длина волны 800 нм, энергия импульса – 2 мДж, что обеспечивало пиковую интенсивность в 6×10^{16} Вт/см²), с той лишь разницей, что частота повторения импульсов составляла не 10 Гц, а 1 кГц. Это существенно ускорило процесс набора спектра.

3.3 Результаты рентгеновской диагностики лазерной плазмы

Спектр плазмы в рентгеновском диапазоне, измеренный с помощью спектрометра на основе рpи-диода, представлен на Рис.3.7. Учёт эффективности детектора в различных диапазонах энергии производился исходя из данных, предоставленных производителем изделия [118]. Видно, что помимо тормозного рентгеновского излучения в плазме также происходит возбуждение характеристического спектра вещества, соответствующего K_{α} -линии галлия (9.3 кэВ), K_{β} -линии галлия (10.3 кэВ) и, кроме того, K_{α} -линии меди (8,05

кэВ). Появление в спектре линейчатого излучения, соответствующего меди, связано с тем, что кювета, в которой содержится галлий, состоит из меди, которая в свою очередь разлагается под воздействием расплавленного галлия и частично смешивается с веществом мишени. Легкая асимметрия K_α -линии галлия свидетельствует о генерации также K_β -линии меди, однако разрешить её в наших условиях не удаётся (разрешение прибора – 250 эВ). Процесс «разложения» медного нагревателя достаточно длительный (несколько месяцев), поэтому избавиться от присутствия линий меди можно простой заменой содержимого кюветы.

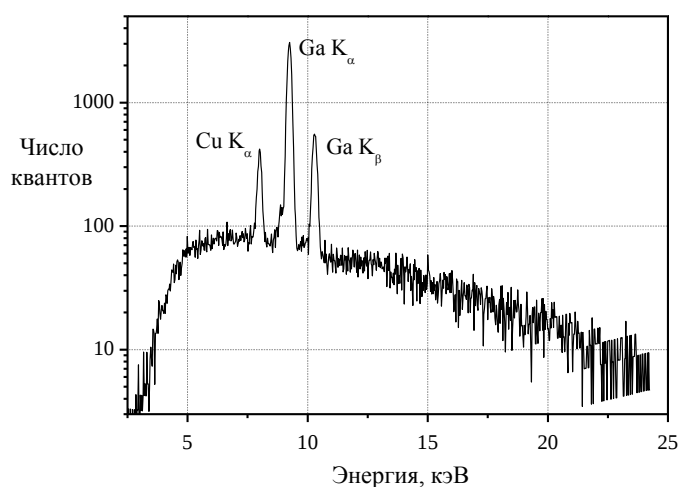


Рис.3.7. Рентгеновский спектр плазмы, созданной на поверхности расплавленного галлия.

Поскольку при измерениях методом поглотителей спектр измеряется интегрально, то есть измеряется вся энергия больше некоторого значения, определяемого отсечкой фильтра, то для проведения корректных измерений использовались фильтры такой толщины, чтобы энергия отсечки заведомо превосходила энергию линейчатого излучения (K_β -линию галлия). Аппроксимируя затем «хвост» измеренного таким образом распределения, оценивалась средняя энергия горячего электронного компонента в плазме. Стоит отметить, что поскольку речь идёт о квантах с энергиями до 100-300 кэВ (т.е. в области энергий, где преобладает фотопоглощение), то корректировку спектра с учётом эффектов рассеяния производить не нужно (см. раздел 2.1). Зависимости средней энергии горячих электронов и выхода жесткого рентгеновского излучения от амплитуды предимпульса и линейной поляризации лазерного излучения представлены на Рис.3.8.

При наименьшей амплитуде предимпульса (2×10^{-7}) энергия горячих электронов в плазме составляет 18 ± 2 кэВ. Такая оценка находится в разумном согласии как

теоретическим значением в 18 кэВ для механизма резонансного поглощения, так и с результатами, полученными на твердотельной кварцевой мишени [96]. Предположение о том, что в данном случае идёт процесс резонансного поглощения, связано с тем, что предимпульс на пикосекундном масштабе времени имеет амплитуду 5×10^{-4} . При этом при фокусировке обеспечивается интенсивность этого предимпульса в 2.5×10^{13} Вт/см², что превосходит порог как плавления, так и ионизации металла [6,7]. Это приводит к размытию границы мишени к моменту прихода основного импульса, характерный масштаб L/λ которого исходя из оценок температуры теплового компонента плазмы (формулы (1.1) и (1.3)) составит 0.1.

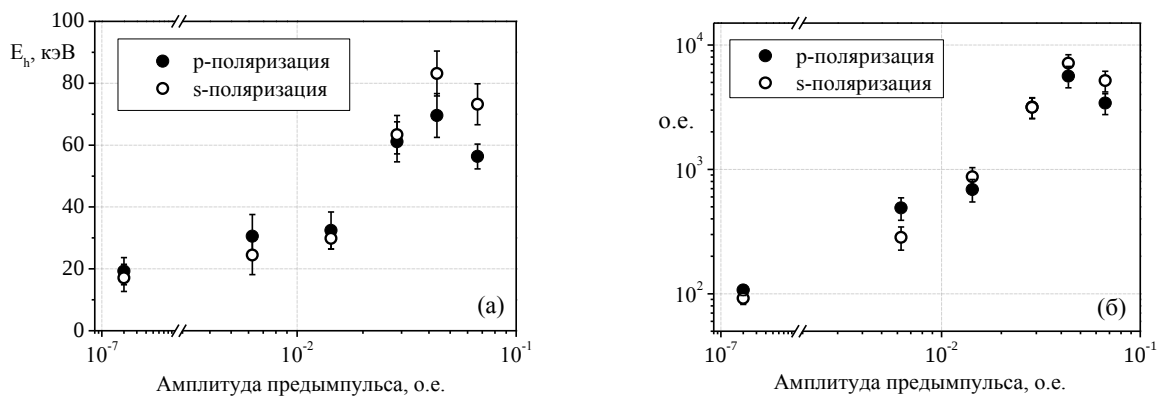


Рис.3.8. Зависимости средней энергии горячих электронов (а) и выхода жёсткого рентгеновского излучения (б) от амплитуды предимпульса.

Однако при увеличении энергии предимпульса энергия электронов возрастает и достигает наибольшего значения в 75 ± 10 кэВ при амплитуде предимпульса $\sim 40^{-1}$, что соответствует его энергии ~ 25 мкДж (Рис.3.8.(а)). Существенно возрастает и выход жесткого рентгеновского излучения (примерно в 60 раз в диапазон >3 кэВ) при той же энергии предимпульса (Рис.3.8.(б)) [70,73]. Такое поведение не характерно для твердотельных мишеней, при использовании которых в схожих экспериментальных условиях наблюдалось, наоборот, уменьшение средней энергии электронов при увеличении амплитуды предимпульса [96]. Кроме того параметры плазмы слабо зависят от направления линейной поляризации лазерного импульса. Можно предположить, что под воздействием мощного предимпульса поверхность мишени сильно разбивается, образуя существенные неоднородности, которые и обеспечивают ускорение электронов как для p -, так и для s -поляризации. Кроме того, предимпульс может поднимать с поверхности значительные объемы вещества, по мере распространения в которых основного импульса происходит его дополнительная самофокусировка, повышающая интенсивность и, как следствие, энергию электронов. Но увеличение выхода жесткого

рентгеновского излучения является не только следствием возрастания энергии электронов, но и их количества. В то время как если бы основной импульс распространялся в большом объёме неплотной плазмы, то это препятствовало бы созданию плазмы с высокой концентрацией электронов из-за диссипации энергии излучения в неплотной области плазмы.

Таким образом, можно предположить, что в данном случае происходит формирование неких неоднородностей, на которых по аналогии с результатами работы [35] могут происходить различные эффекты усиления локальных электрических полей.

Независимость параметров плазмы от поляризации в отсутствии предимпульса, то есть когда еще не происходит формирование значительных объёмов «преплазмы», по всей видимости, связана с тем, что при частоте повторения импульсов в 10 Гц на поверхности мишени образуется неглубокий кратер. В этом случае отклонение поверхности от горизонтальной плоскости обеспечивает резонансное поглощение даже при s-поляризованном излучении.

Напоследок добавим, что эффективность преобразования энергии лазерного импульса в жёсткое рентгеновское излучение, в диапазон больше 3 кэВ, составила $1.2 \pm 0.1 \times 10^{-4} \%$ от энергии основного импульса (оценки получены для лазерной системы с частотой повторения импульсов в 1 кГц), а эффективность преобразования в линейчатую компоненту плазмы – около $6.4 \pm 0.3 \times 10^{-5} \%$, что соответствует $1.4 \pm 0.1 \times 10^4$ K_{α} квантам / (импульс стер мДж). Такая величина находится в хорошем согласии с потоками фотонов в 6.6×10^3 и 9.7×10^5 K_{α} квантов / (импульс стер мДж), полученными другими группами с использованием струи из расплавленного галлия при интенсивностях 6×10^{16} и 1.2×10^{17} Вт/см² [119,120]. Однако, возможность увеличения выхода рентгеновского излучения более чем в 60 раз за счёт введения предимпульса позволяет потенциально использовать подобный лазерно-плазменный источник в задачах по исследованию микро- и наноструктур, сверхбыстрых процессов в химии и биологии и т.д.

3.4 Результаты измерений ионных токов плазмы

Пример ионного сигнала, измеряемого микроканальной пластиной, изображён на Рис.3.9. (усреднён методом бегущего счёта по 20 точкам). На нём отчётливо видны 3 экстремума, соответствующие прилёту различных частиц. Первый максимум соответствует регистрации рентгеновского излучения. Считается, что оно прилетает почти мгновенно, и поэтому, этот момент берётся за начало отсчёта времени срабатывания прибора. Второй максимум соответствует прилёту быстрых ионов,

ускоряемых амбиполярным полем, созданным горячими электронами. И, наконец, третий максимум сигнала соответствует прилёту на микроканальную пластину медленных ионов, ускоренных полем тепловых электронов.

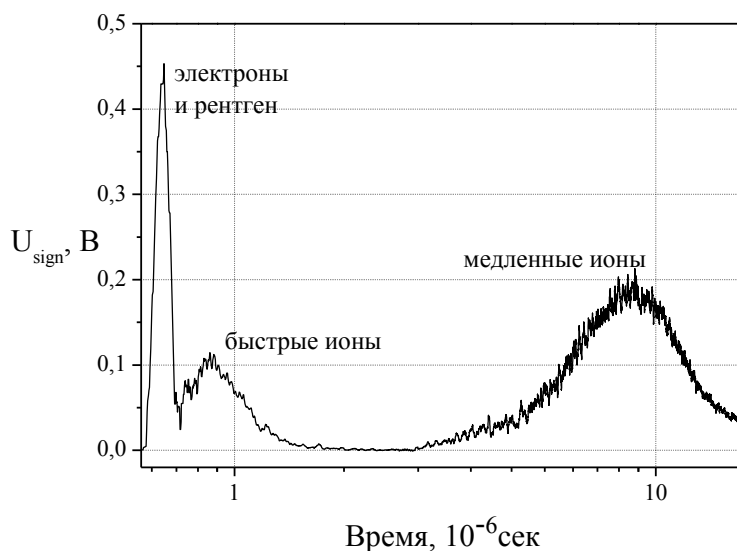


Рис.3.9. Пример усреднённого ионного сигнала.

Недостаток временного разрешения при использовании времяпролётной базы в 30 см не позволил исследовать зарядовый состав плазмы, на основе которого можно провести оценки средней энергии горячих электронов. Однако, ранее в нашей лаборатории были проведены подобные исследования в аналогичных экспериментальных условиях с использованием в качестве жидкой мишени расплавленного индия [70]. Оценка средней энергии быстрых электронов оказалась равной 14 кэВ, а средний заряд ионов в плазме оказался равным 9. Исходя из того, что максимальные энергии зарегистрированных ионов в случае мишени из индия и в случае мишени из галлия совпадали, и составляли от 400 кэВ до 1 МэВ, в зависимости от реализации, можно ожидать, что оценки на средний заряд и энергию горячих электронов для мишени из галлия будут схожими.

Скорости быстрых и медленных ионов, оцененные по максимуму ионного тока, для двух положений ионного спектрометра (вдоль нормали к поверхности мишени и вдоль направления отражённого от поверхности лазерного излучения) в зависимости от контраста импульса представлены на Рис.3.10(а,б).

Сразу следует отметить тот факт, что как и в случае рентгеновской диагностики полученные результаты в пределах ошибки измерений не зависят от направления линейной поляризации лазерного излучения, поэтому, чтобы не загромождать графики,

представлены результаты лишь для p -поляризованного излучения. Это несколько противоречит результатам работы [35], где ускорение электронов происходило в плоскости поляризации излучения. Напомним, что такое поведение авторы объясняли формированием «микрокапель» над поверхностью мишени. То есть в нашем случае образования именно последних, по всей видимости, не происходит.

При наименьшей амплитуде предимпульса скорость медленных ионов примерно в 1.5 раза больше в направлении вдоль нормали к поверхности мишени, чем вдоль отражённого пучка, и составляет примерно 5.5×10^4 м/с (Рис. 3.10(б)). Это соответствует ожидаемым результатам, так как разлёт основной массы вещества из мишени происходит квази-одномерно в направлении вдоль нормали. В то же время видно, что быстрые ионы имеют большую скорость вдоль направления отражённого от поверхности мишени лазерного пучка $((2.5 \pm 0.2) \times 10^6$ м/с по сравнению с $(1.6 \pm 0.1) \times 10^6$ м/с в направлении нормали к поверхности мишени, Рис. 3.10(а)). Такое поведение возможно в случае, когда горячие электроны вылетают по направлению отраженного излучения и ускоряют ионы квазистатическим электрическим полем.

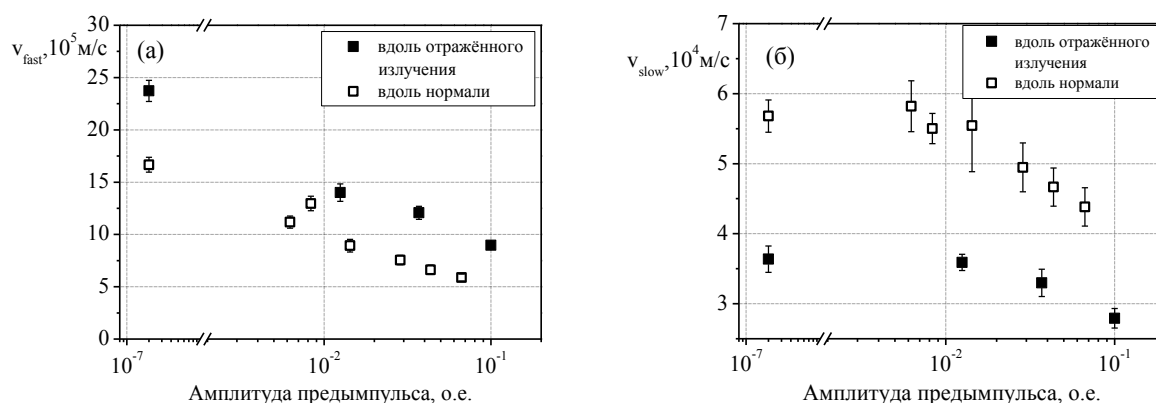


Рис.3.10. Зависимости скоростей быстрых (а) и медленных (б) ионов от амплитуды предимпульса.

Схожие результаты наблюдались в работе [37], где при взаимодействии лазерного импульса с интенсивностью 4×10^{16} Вт/см² с поверхностью твердотельной мишени, наблюдался острый пик вылета электронов по направлению отражённого от поверхности излучения, который авторы связывали с проявлением релятивистских эффектов. Подобные результаты наблюдались также в работах [91,104], но интенсивность, при которой вылет электронов происходил вдоль отражённого от поверхности излучения, составляла 2×10^{18} Вт/см², что существенно превышает наши условия. Авторы работ также

связывали наблюдаемые эффекты с проявлением механизма пондеромоторного ускорения электронов.

Вероятно, проявление подобных особенностей в нашем случае можно связать как с проявлением релятивистских механизмов ускорения частиц вдоль волнового вектора, так и с изменением геометрии взаимодействия, вызванным искажениями поверхности.

Однако в противоположность рентгеновским измерениям, в которых наблюдалось увеличение энергии электронов с ростом амплитуды предимпульса, скорость как медленных, так и быстрых ионов падает в этих условиях (Рис.3.10(а,б)). Падение скорости медленных и быстрых ионов объясняется тем, что предимпульс формирует на поверхности мишени протяжённое облако «преплазмы», в котором напряжённость ускоряющего электростатического поля уменьшается. Расхождение данных ионной и рентгеновской диагностик связано, по всей видимости, также с тем, что рентгеновское излучение генерируется электронами, летящими внутрь мишени, в то время как ионы ускоряются за счет электронов, летящих от мишени.

3.5 Оптическая диагностика облака плазмы, формируемого предимпульсом

Для прояснения картины, полученной в ходе рентгеновской диагностики плазмы, было проведено теневое фотографирование облака плазмы, формируемого под действием предимпульса. Схема оптического зондирования представлена на Рис.3.11. Лазерное излучение (1) с длительностью и энергией импульса 50 фс и 5 мДж, соответственно, делилось на два пучка с помощью делительной пластины (2). Прошедшие 96% излучения попадали на кристалл второй гармоники KDP (3), затем на линию задержки (4), которая изменялась перемещением зеркала, и заводились в камеру параллельно поверхности мишени. Оставшаяся часть излучения (4% или 200 мкДж), отражённая от пластины, фокусировалась объективом (5) на поверхность мишени (6) аналогично предыдущему эксперименту. Изображение формировалось объективом с фокусным расстоянием 6 см (7), и, увеличенное в 25 раз, передавалось на ПЗС-камеру (8). Время задержки изменялось от 0 до 15 нс. Энергия импульса в 200 мкДж соответствует амплитуде предимпульса 5^{-1} в эксперименте по рентгеновской диагностике.

Зондирование проводилось в двух направлениях: в плоскости падения греющего лазерного импульса и в перпендикулярном направлении. Излучение второй гармоники использовалось, чтобы избежать засветки ПЗС-матрицы излучением на основной частоте, для чего перед камерой помещались соответствующие оптические фильтры.

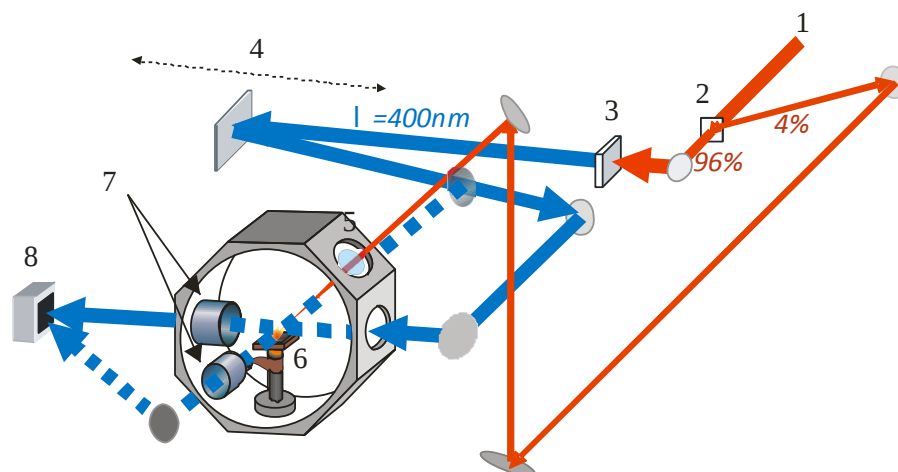


Рис.3.11. Схема установки по оптическому зондированию преплазмы: 1 – лазерное излучение, 2 – делительная пластина, 3 – кристалл второй гармоники (KDP), 4 – линия задержки, 5 – фокусирующий объектив, 6 – кювета с расплавленным галлием, 7 – объектив для переноса изображения, 8 – ПЗС камера.

Увеличение оптической системы измерялось путём переноса из области примерного формирования плазмы изображения проволоки известной толщины (70 мкм). Оптическое разрешение системы определялось по резкости границы проволоки и составило 6 мкм.

Снимки, полученные на разных задержках сканирующего импульса относительно греющего, представлены на Рис.3.12. Чередующиеся тёмные и светлые полосы вызваны интерференцией излучения, прошедшего над поверхностью мишени, и излучения, отразившегося от поверхности на небольшой угол. Направление распространения греющего импульса условного показано тёмной стрелкой. Сразу после воздействия предимпульса на поверхности галлия начинается формироваться плотная преплазма, размер которой вдоль нормали к 3 нс достигает порядка 10 мкм, что соответствует скорости разлёта облака в 3 км/с. Если предположить, что температура теплового компонента плазмы с учётом остывания составляет несколько эВ при данной энергии греющего импульса (формула (1.3)), то полученная экспериментально оценка находится в хорошем согласии с теоретическим значением в 3 км/с для скорости ионного звука. Поперечный диаметр существенно больше и составляет около 50-60 мкм. Вероятно, это связано с высокой электронной теплопроводностью, а также с тем, что быстрые электроны из плазмы не могут покинуть границу мишени из-за действия поля со стороны неподвижных ионов стороны холодных ионов, разлетаясь сильнее в перпендикулярном направлении [121] и увеличивая площадь прогрева в приповерхностном слое.

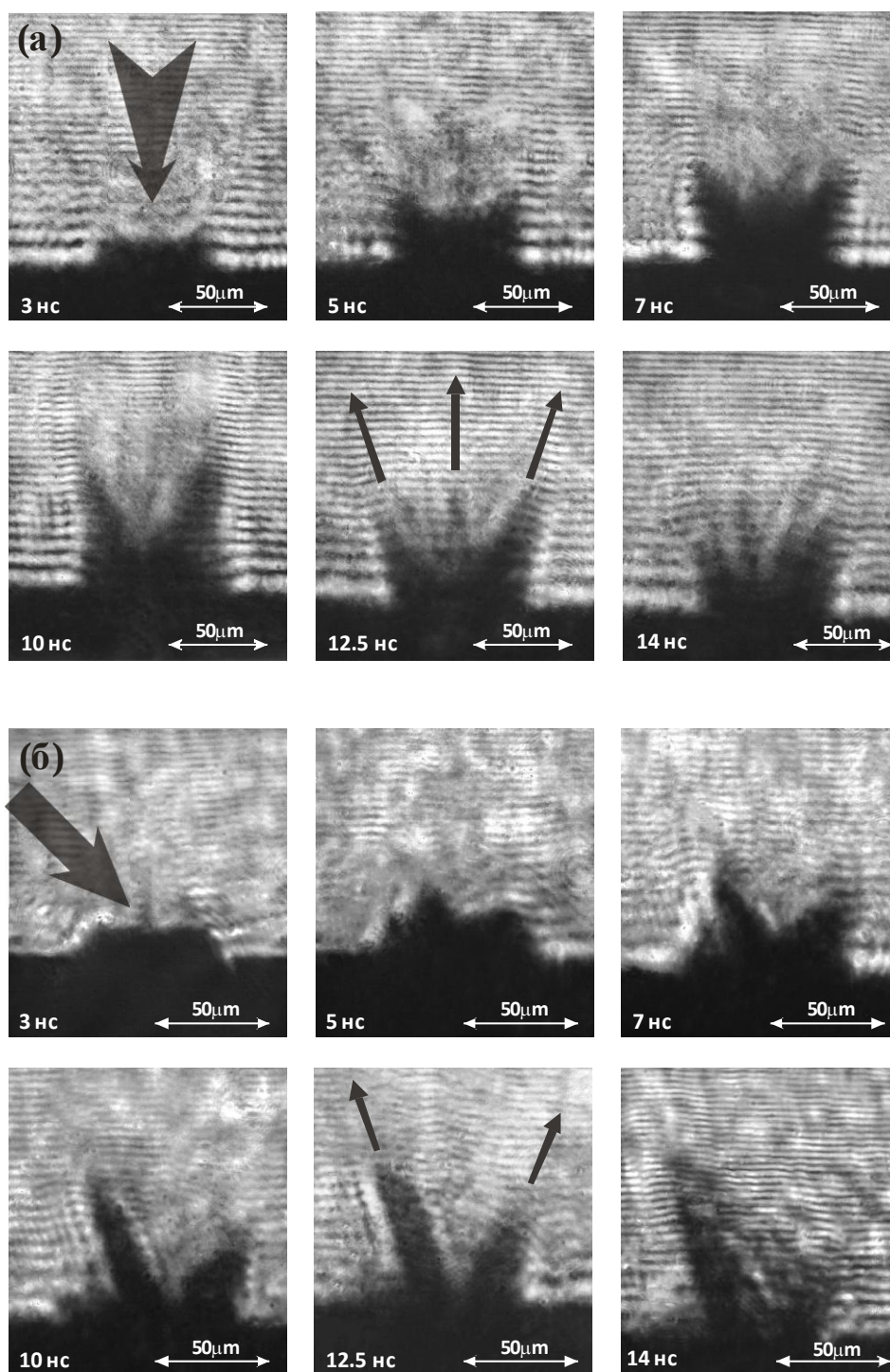


Рис.3.12. Теневые фотографии облака плазмы, создаваемого предымпульсом, в плоскости, поперечной направлению распространения греющего излучения (а), и в плоскости падения греющего излучения (б).

На временах свыше 3 нс поверхность расширяющейся области начинает сильно искажаться, образуя спустя несколько наносекунд микроструктуры в виде плотных струй вещества. При этом в поперечном относительно плоскости падения излучения наблюдается от выстрела к выстрелу 2-4 симметричных структуры, в то время как в

плоскости падения картина стабильная (на каждом снимке отмечено появление двух микроструй), но асимметричная: струя, направленная навстречу падающему импульсу имеет больший размер, нежели струя, распространяющаяся вдоль отражённого от поверхности излучения. Скорость разлёта струй составляет 6 ± 1 км/с. Важно отметить, что на временах до 10 нс сохраняется высокая плотность и резкость границ микроструктур, что, вероятно, говорит о гидродинамическом характере эффекта, а не тепловом расширении плазмы. Лишь на временах свыше 12 нс разлёт замедляется, и струи начинают размываться. В то же время, оценки на температуру плазмы с учётом остывания свидетельствуют о том, что она остаётся всё ещё высокой (порядка нескольких эВ), т.е. струи есть по сути хоть и относительно холодная, но плазменная структура. Стоит обратить внимание, что «подложка», отчётливо видная на задержках до 3 нс, из которой и вылетают на более поздних временах струи, размывается существенно раньше струй (к 6-8 нс), что наиболее хорошо видно при поперечном сканировании облака плазмы (Рис.3.12(б)). Это говорит о разных механизмах разлёта «подложки» и струй. Размытие «подложки», в частности, также подтверждает результаты ионной диагностики о падении скоростей ионов с ростом энергии предимпульса. Образование преплазменного слоя препятствует формированию сильного амбиполярного поля, способного эффективно ускорять ионы.

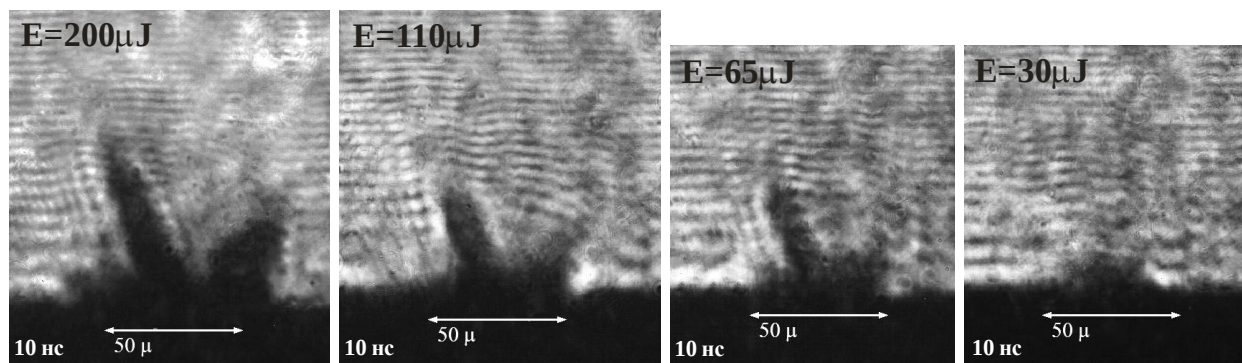


Рис.3.13. Теневые фотографии облака плазмы, создаваемого предимпульсом, в плоскости падения греющего излучения при различных его энергиях.

При изменении энергии греющего импульса обнаружилось, что форма микроструктур остаётся прежней, изменяются лишь их характерные размеры (Рис.3.13). На Рис.3.14. приведены продольные размеры плотной части струй для различных энергий греющего импульса. Но увеличения и разрешения оптической системы не хватило, чтобы получить изображение микроструктур при энергии предимпульса в 25 мкДж (относительная амплитуда 40^{-1}), при которой наблюдался максимум средней энергии

горячих электронов. Проводить оценки на размеры структур при разных энергиях греющего импульса и пытаться каким-либо связать эти данные со скоростью ионного звука не совсем корректно, не зная механизма формирования струй. Более того, в данном случае весьма сложно говорить о более ли менее однородном расширении плазмы, для которого скорость ионного звука справедлива. Экстраполяция размеров струй в область меньших энергий также будет не совсем корректной процедурой. Так, исходя из полученных фотографий плазменного облака скорость разлёта струй составила 6 ± 1 , 4.0 ± 0.5 и 3.5 ± 0.5 км/с при энергии греющего импульса 200, 110 и 65 мкДж. Тогда как, согласно формулам (1.1) и (1.3) для скорости гидродинамического разлёта плазмы и температуры теплового компонента, скорость разлёта пропорциональна энергии греющего импульса в степени $2/9$, то есть при скорости разлёта 6 км/с для энергии 200 мкДж, она должна составить около 5 км/с для энергии 100 мкДж и 4 км/с для 30 мкДж. Но при последнем значении энергии греющего импульса о подобной скорости разлёта, исходя из фотографий, утверждать нельзя. Тем не менее, можно осторожно предположить, что в случае формирования струй их длина составит менее 30 мкм, а толщина – около 10 мкм.

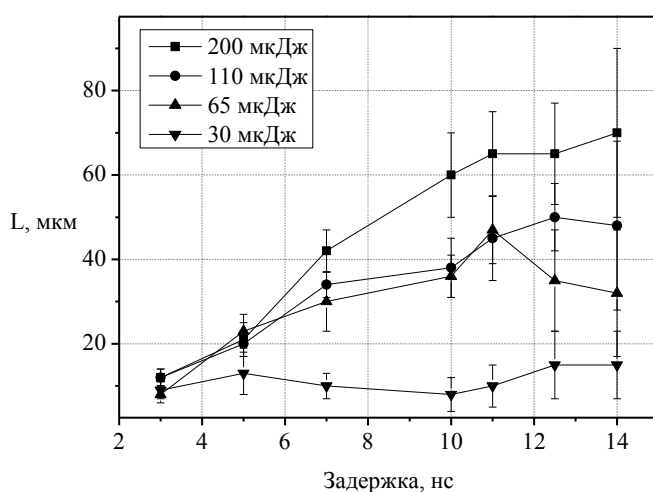


Рис.3.14. Продольный размер плотной части плазменного облака на разных задержках для различных энергий греющего импульса.

Исходя из результатов теневого фотографирования видно, что задержка в 12.5 нс между импульсом и предимпульсом в нашем случае вполне возможно не является оптимальной для повышения эффективности преобразования лазерной энергии в рентгеновское излучения. Провести исследования зависимости выхода жёсткого рентгеновского излучения от задержки между импульсами не было возможности в нашей

лаборатории. Такой эксперимент был проведён Д.С. Урюпиной в Центре по изучению лазеров высокой интенсивности и их применений университета г. Бордо. Условия взаимодействия лазерного излучения с расплавленным галлием были несколько иными: максимальная интенсивность достигала 2×10^{17} Вт/см² при энергии импульса в 5 мДж, амплитуда предимпульса составляла 40^{-1} (135 мкДж), а выход жёсткого рентгеновского излучения измерялся в диапазоне 50-2000 кэВ. Тем не менее, результат оказался весьма интересным.

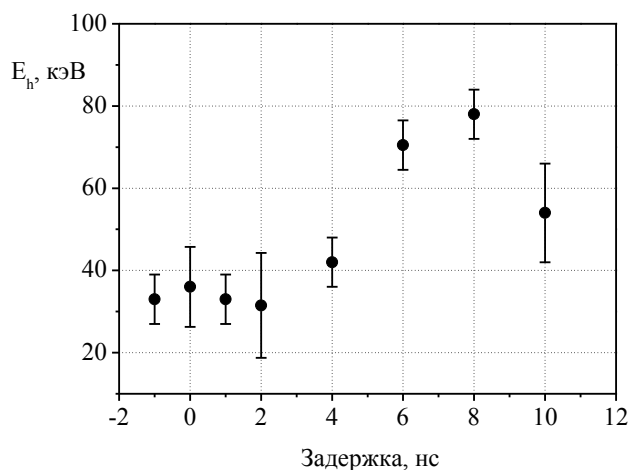


Рис.3.15. Зависимость средней энергии горячих электронов от задержки между импульсом и предимпульсом.

На Рис.3.15 представлен график зависимости средней энергии горячих электронов от задержки между двумя импульсами (значение -1 нс соответствует отсутствию предимпульса). Энергия частиц остаётся примерно на одном уровне до задержки в 4 нс, что, по всей видимости, связано с действием одного и того механизма ускорения электронов (резонансного поглощения) на слегка размытой границе плазма-вакуум. При дальнейшем росте задержки наблюдается существенное возрастание средней энергии электронов, достигающее максимума на 6-8 нс. При больших задержках энергия падает. И хотя вопрос о формировании струй в данном случае остаётся открытым, можно предположить, что если их образование происходит, то значительное влияние на генерацию быстрых частиц оказывает, вероятно, как размер, так и плотность структур, которая, исходя из проведённой оптической диагностики, на временах 6-10 нс после воздействия предимпульса максимальна. Таким образом, формирование структур приводит в действие некий новый механизм генерации горячих электронов в плазме.

3.6 Численное моделирование лазерно-плазменного взаимодействия

3.6.1 Расчёт ускорения электронов на плазменных струях методом PIC-кода

Чтобы прояснить механизм ускорения электронов в присутствии микроструктур в виде тонких струй, нашими коллегами А.В. Брантовым и В.Ю. Бычковым из совместной лаборатории релятивистской лазерной плазмы МЛЦ МГУ и Физического Института РАН было проведено численное моделирование лазерно-плазменного взаимодействия с использованием полностью релятивистского трёхмерного PIC-кода Mandor [74]. При моделировании лазерный импульс задавался с длительностью 55 фс, p -поляризацией и пиковой интенсивностью 10^{17} Вт/см² при длине волны $\lambda=1$ мкм, достигаемой при фокусировке в пятно размером 5λ на поверхность мишени в виде фольги толщиной 1λ , состоящей из ионов и электронов с плотностью в две критических для данной длины волны (Рис.3.16).

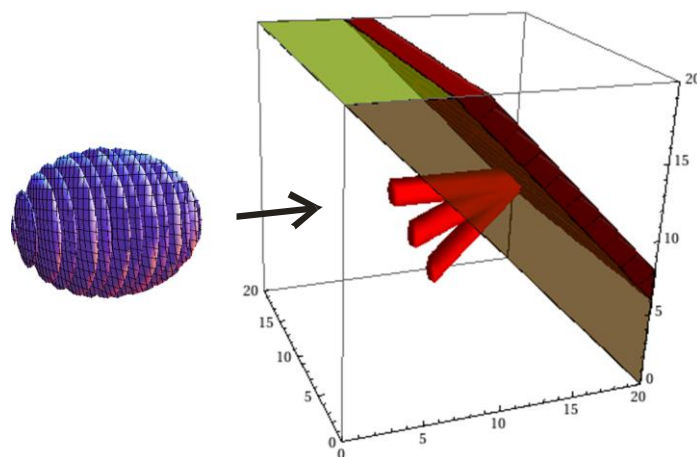


Рис.3.16. Схема моделирования лазерно-плазменного взаимодействия.

Над поверхностью мишени помещался преплазменный слой, толщиной 4λ и плотностью, линейно спадающей от двух критических до нуля в сторону от поверхности. Тем самым моделировалось размытие поверхности мишени под действием предимпульсов на пикосекундном масштабе времени, присутствующих в экспериментальном лазерном импульсе. Мишень была повернута под углом 45° к оси распространения лазерного импульса. Наконец, три цилиндра длиной 10λ , толщиной 2λ и плотностью в две критических, имеющих размытые границы, помещались в область фокусировки под разными углами относительно нормали к поверхности мишени в плоскости падения лазерного импульса (Рис.3.16). Целью моделирования было

продемонстрировать, могут ли подобные структуры влиять на генерацию горячих электронов.

Результатами численного моделирования стали относительная амплитуда электрического поля в моделируемом объеме (Рис.3.17 (а)) и спектры электронов (Рис.3.17 (б)), свидетельствующие о решающей роли микроструктур в ускорении электронов. Обнаружилось, что при наличии столбиков, имитирующих экспериментальные струи, происходит значительное возрастание квазистатического электрического поля на поверхности и остриях струй, ускоряющее электроны вдоль поверхности структур внутрь мишени. В данном случае движение электронов, определяемое совместным действием лазерного поля и квазистатического поля на струях, носит стохастический характер, что и приводит к набору ими энергии [88,89]. Движение частиц в сторону мишени также не позволяет создать амбиполярного поля, ускоряющего положительные частицы в сторону от мишени, что объясняет падение скоростей ионов при повышении энергии предимпульса, наблюдавшегося в эксперименте по ионной диагностике плазмы.

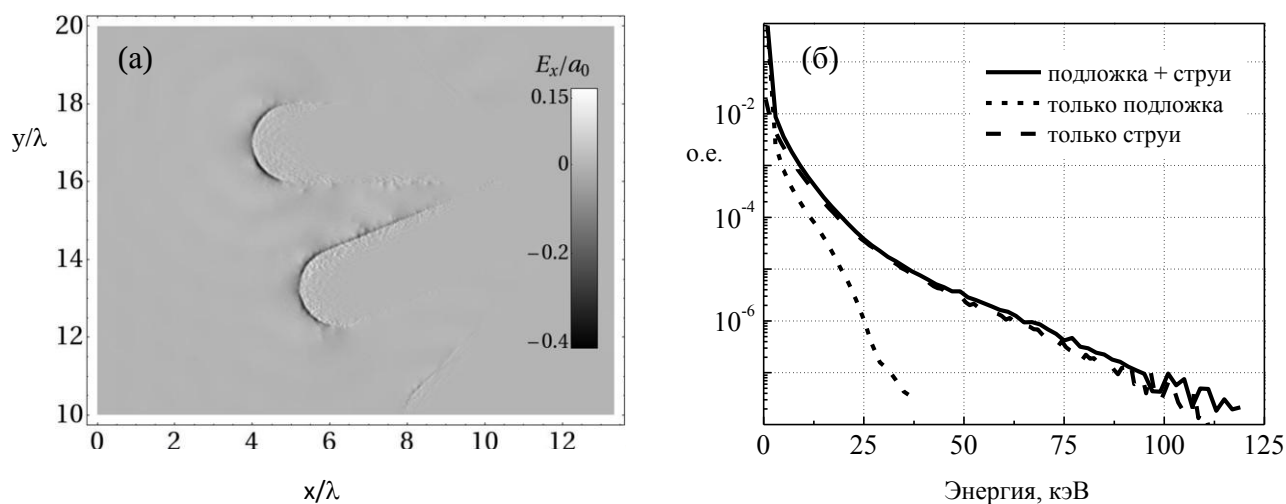


Рис.3.17. Амплитуда электрического поля в плоскости падения лазерного импульса (а) и спектры электронов, ускоренных при различных конфигурациях мишени (б).

В спектре электронов при наличии струй появляется более энергетичный компонент с средней энергией в 23 кэВ, что значительно превосходит энергию электронов в 7 кэВ, ускоренных на поверхности мишени. Моделирование взаимодействия только лишь с струями в отсутствии «подложки» показало, что из электронного спектра пропадает компонент, ускоренный на поверхности фольги, в то время как более высокоэнергетичный

компонент, ускоренный с поверхности струй остаётся неизменным (Рис.3.17 (б)). Важно отметить, что наибольшее усиление локального поля происходит на струе, направленной навстречу падающему лазерному импульсу.

Полученные оценки на энергии электронов в плазме отличаются от экспериментальных, что, очевидно, связано с упрощённым характером модели. Тем не менее, качественная картина ускорения электронов в присутствии сильных локальных неоднородностей становится более ли менее понятной.

3.6.2 Динамика плазменного облака

В сложившейся ситуации не ясным остаётся механизм формирования струй. Могут играть роль неравномерный нагрев поверхности мишени, кумулятивные эффекты и другие явления. Учёт всех возможных процессов потребовал бы сложной математической модели и времязатратных вычислений. М.Е. Поварницын из Объединённого института высоких температур РАН предложил одномерное численное решение уравнения состояния [75] на стадии расширения и испарения вещества после воздействия лазерного импульса. Уравнение состояния для алюминия [122], в отличие от галлия, широко изучено, поэтому, в силу схожести свойств, в качестве вещества мишени был выбран алюминий. В предложенной модели лазерный импульс длительностью 50 фс и интенсивностью от 10^{13} до 10^{15} Вт/см² взаимодействовал с резкой границей алюминий-вакуум. Начальная фаза вещества могла быть жидкой (начальная температура 1000° К) и твёрдой (300° К).

Профили электронной плотности на разных временах после воздействия импульса с интенсивностью 10^{14} Вт/см² представлены на Рис.3.18(а). Уже на временах порядка нескольких наносекунд внутри плазмы образуются области отрицательного давления, приводящие к формированию пространственных модуляций в виде небольших «капель» микронного размера сверхкритической плотности (уровень критической плотности обозначен пунктиром на графиках) и масштабных выбросов размером в несколько десятков микрон субкритической плотности. При этом температура разлетающегося облака остаётся выше 1 эВ на всех задержках. Скорость разлёта составляет около 2 км/с, что находится в разумном согласии с экспериментальными данными по оптической диагностике.

Расчёты показывают, что при больших или меньших интенсивностях греющего импульса формирования структур не происходит (Рис.3.18(б)), что несколько противоречит результатам оптической диагностики, где струи наблюдались в широком диапазоне энергий греющего импульса, но, в то же время, разумно соотносится с данными

рентгеновской диагностики, где наблюдался максимум средней энергии электронов и выхода жёсткого рентгеновского излучения при определённой интенсивности предимпульса. Однако повторимся, что модель является сильно упрощённой и учитывает далеко не все эффекты, имеющие место в эксперименте.

Стоит добавить, что для изначально твёрдого алюминия также возможно образование структур, хоть и менее интенсивное, чем в случае жидкости. Это даёт основания полагать, что микроструктурирование поверхности возможно наблюдать не только для мишени из галлия, но и для других металлов, в том числе и для находящихся в изначально твёрдом состоянии.

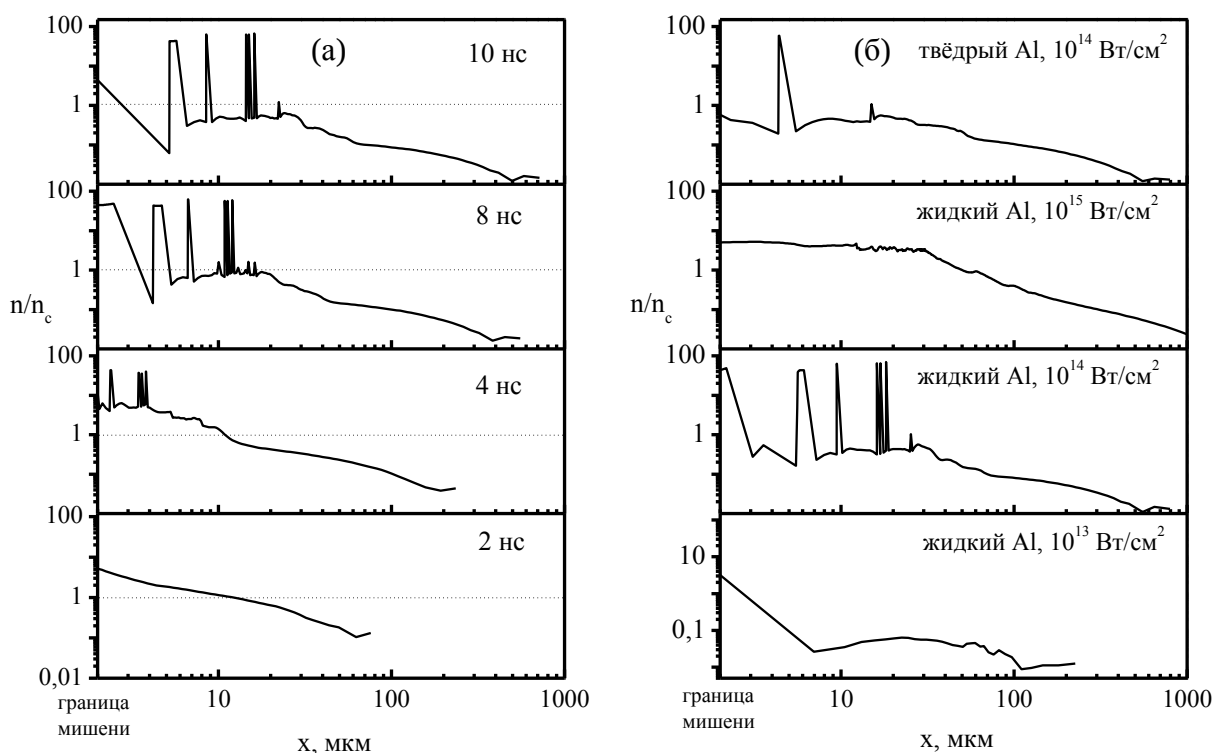


Рис.3.18. Эволюция профиля электронной плотности после воздействия греющего импульса с интенсивностью 10^{14} Вт/см^2 (а) и профили электронной плотности спустя 10 нс после воздействия греющего импульса с разной интенсивностью и при различных начальных состояниях мишени (б).

3.7 Основные выводы к Главе III

В результате проведённых исследований влияния короткого предимпульса фемтосекундного лазерного импульса с интенсивностью $5 \times 10^{16} \text{ Вт/см}^2$ на ускорение электронов и генерацию жёсткого рентгеновского излучения в плазме, создаваемой на поверхности расплавленного галлия, можно сделать следующие выводы:

1) в отсутствии предимпульса параметры плазмы расплавленного галлия схожи с свойствами плазмы, создаваемой на поверхности твердотельной мишени. Энергия горячих электронов в плазме составляет 18 ± 2 кэВ, что находится в разумном согласии с теоретической оценкой для механизма резонансного поглощения в слое с критической плотностью;

2) при введении предимпульса, опережающего основной импульс на несколько наносекунд и имеющего энергию от десяти до нескольких сотен мкДж, что соответствует его интенсивности от 10^{14} до 5×10^{15} Вт/см², наблюдается возрастание средней энергии быстрых электронов в плазме, достигающей максимума в 75 кэВ при энергии предимпульса ~ 30 мкДж (и его интенсивности около 10^{15} Вт/см²), и увеличение выхода жёсткого рентгеновского излучения в диапазон >3 кэВ более чем в 60 раз по сравнению с случаем без предимпульса;

3) энергии медленных и быстрых ионов, вылетающих из плазмы в вакуум, падают с ростом энергии предимпульса, что связано с формированием размытого преплазменного слоя, препятствующего формированию сильного амбиполярного поля, ускоряющего положительно заряженные частицы. При этом скорости быстрых ионов в направлении отражённого от поверхности излучения превышают скорости быстрых частиц, вылетающих вдоль нормали к мишени, что может объясняться как искажением поверхности жидкой мишени под воздействием предимпульса, так и проявлением релятивистских механизмов ускорения частиц вдоль волнового вектора;

4) параметры плазмы слабо зависят от направления линейной поляризации лазерного излучения. При наименьшей амплитуде предимпульса поглощение энергии при s-поляризации вероятно обеспечивается за счёт формирования небольшого квазистабильного кратера на поверхности мишени, в то время как при повышении энергии предимпульса ускорение электронов при s-поляризации обуславливается сильным искажением поверхности мишени;

5) воздействие на мишень из расплавленного галлия фемтосекундного импульса с энергией от 30 до 200 мкДж и интенсивностью от 1.5×10^{15} до 10^{16} Вт/см² ведёт к формированию на поверхности мишени повторяющихся от выстрела к выстрелу микроструктур в виде плотных струй, вылетающих от поверхности, длина которых в зависимости от энергии импульса достигает 50 мкм, а время существования от момента формирования до размытия – около 15 нс;

6) согласно данным численного моделирования методом PIC-кода, при взаимодействии лазерного импульса с плазменными структурами в виде плотных струй микромасштаба наблюдаются эффекты усиления локального электрического поля на их

поверхности, что приводит к стохастическому характеру движения электронов вдоль структур и, как следствие, более эффективному набору энергии частицами;

7) механизм формирования микроструктур является отличным от однородного разлёта плазмы и связан, по всей видимости, с гидродинамическими эффектами, возникающими в результате ударного (сверхкороткого) характера воздействия предымпульса на мишень.

Глава IV Ускорение электронов в плазме, формируемой лазерным импульсом субрелятивистской интенсивности на поверхности твердотельных мишеней. Влияние формы и амплитуды предимпульсов на формирование быстрого электронного компонента.

Обзор проблемы в Главе I показал, что область на стыке субрелятивистских и релятивистских интенсивностей лазерного импульса (от 10^{17} до 10^{18} Вт/см²) всё еще остаётся недостаточно изученной. Отмечено, что в этом диапазоне интенсивностей возможно проявление как механизмов ускорения электронов, характерных для умеренных интенсивностей, так и релятивистских эффектов, что связано с существенным влиянием контраста, преплазменного слоя и типов мишени на ускорение электронов. Поэтому исследование взаимодействия мощного лазерного излучения с веществом представляет большой интерес с точки зрения понимания различных физических процессов, протекающих в плазме.

Данная Глава диссертационной работы посвящена изучению ускорения электронов и генерации жёсткого рентгеновского и гамма излучения в плазме, создаваемой на поверхности твердотельных (металлических и диэлектрических) мишеней фемтосекундным лазерным импульсом субрелятивистской интенсивности.

Показано, что существенную роль в генерации быстрых частиц играет преплазменный слой, образующийся под воздействием предимпульсов на разных масштабах времени. Так, наблюдается рост средней энергии горячих электронов в плазме, создаваемой на поверхности металлических и диэлектрических мишеней, с сильно размытой границей с характерным масштабом более десяти длин волн ($L/\lambda > 10$) под воздействием высокого уровня усиленной спонтанной люминесценции (около 10^{-5}) лазерного импульса по сравнению с резкой границей плазма-вакуум ($L/\lambda < 0.1$). Обнаружено, что на генерацию быстрых частиц существенное влияние оказывает плотность преплазменного слоя. Эффекта возрастания энергии электронов не наблюдается в случае длинного преплазменного слоя ($L/\lambda \gg 10$) малой плотности, поднимаемого коротким предимпульсом, опережающим основной на 12 нс.

Продemonстрировано, что при увеличении длительности лазерного импульса с 45 до 350 фс (с сохранением его энергии) в плазме с протяжённым преплазменным слоем субкритической плотности, формируемым излучением усиленной спонтанной

люминесценцией с амплитудой около 10^{-5} на поверхности металлических мишеней, появляется новый горячий электронный компонент с средней энергией до 1 МэВ. Эффекта появления в плазме нового электронного компонента не происходит при удлинении импульса (при сохранении его энергии) с низким уровнем усиленной спонтанной люминесценции (около 10^{-8}), а также с использованием мишени с высоким порогом пробоя, когда размер преплазмы оказывается существенно меньше (не более нескольких длин волн). Средняя энергия горячих электронов в обоих случаях существенно понижается (до нескольких десятков кэВ) согласно уменьшению интенсивности.

Приводятся также результаты численного моделирования лазерно-плазменного взаимодействия методом PIC-кода, проведённого А.В. Брантовым, в схожих с экспериментальными условиях.

Основные результаты данной Главы опубликованы в работах [123,125,126].

4.1 Описание экспериментальной установки по исследованию плазмы, формируемой лазерным импульсом субрелятивистской интенсивности

Схема экспериментальной установки представлена на Рис.4.1. Лазерное излучение (1) заводилось в вакуумную камеру (2), откачиваемую форвакуумным насосом, с остаточным давлением газа порядка 10^{-2} Торр. Излучение попадало на внеосевое параболическое зеркало с золотым покрытием (3) и фокусировалось на мишень в виде гладкой пластины железа, свинца или плавленого кварца (4) под углом 45 градусов к нормали к поверхности мишени. Использование в качестве мишеней металлов и диэлектрика было продиктовано интересом изучить свойства плазмы в зависимости от контраста лазерного излучения для веществ с существенно различающимся порогом пробоя, что существенным образом сказывается на формировании преплазменного слоя.

Мишень закреплялась на трёхкоординатной моторизованной подвижке, один шаг которой по каждой из координат был равен 0.625 мкм. Скорость и перемещение мишени выбирались таким образом, чтобы каждый последующий лазерный выстрел происходил на «чистой» поверхности, не затрагивая кратера от предыдущего. В нашем случае обеспечивалось расстояние от двух соседних кратеров в ~ 50 мкм по горизонтали и по вертикали.

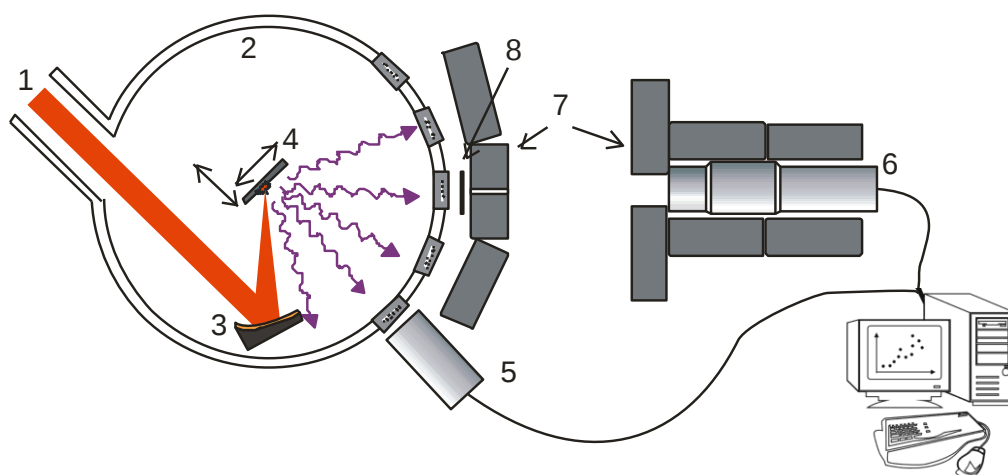


Рис.4.1. Схема экспериментальной установки: 1 – лазерное излучение, 2 – вакуумная камера, 3 – внеосевое параболическое зеркало, 4 – мишень, 5 – сцинтилляционный детектор для контроля уровня выхода рентгеновского излучения из плазмы 6 - сцинтилляционный детектор, настроенный на режим счёта фотонов, 7 – свинцовый коллиматор, 8 – металлические фильтры.

Рентгеновское излучение измерялось с помощью двух ФЭУ со сцинтилляторами NaI(Tl) с различными толщинами кристаллов: 5 мм (5) и 63 мм (6). При этом ФЭУ с кристаллом меньшей толщины использовался для контроля общего уровня выхода рентгеновского излучения, выведения мишени в фокус параболического зеркала. А другой детектор настраивался на режим одноквантовых измерений путём выделения части попадающего излучения коллиматором (7), отдаления на необходимое расстояние и установки металлических (медь, свинец) фильтров (8) для отсекания квантов с низкой энергией. При этом частота событий составляла примерно 0.05-0.7 квантов за выстрел. В качестве коллиматора, формирующего пучок рентгеновского излучения, использовались два свинцовых блока толщиной 5 см, в которых были просверлены небольшие отверстия. Диаметр первого отверстия, находящегося на расстоянии 30-40 см от плазмы, в зависимости от эксперимента составлял 3-8 мм, а диаметр второго – 8-12 мм при расстоянии от плазмы в 60-80 см. Отдельным экспериментом проверялось, что приборы регистрировали только кванты, прошедшие через отверстия в блоках, о чём свидетельствовало пропадание сигнала при закрытии отверстий другим блоком. Калибровка детекторов осуществлялась с использованием источников Cs^{137} (линия 662 кэВ) и Co^{60} (линии 1.17 и 1.33 МэВ). На Рис.4.2 представлен измеренный спектр источника с линией 662 кэВ, разрешающая способность составляет около 10%.

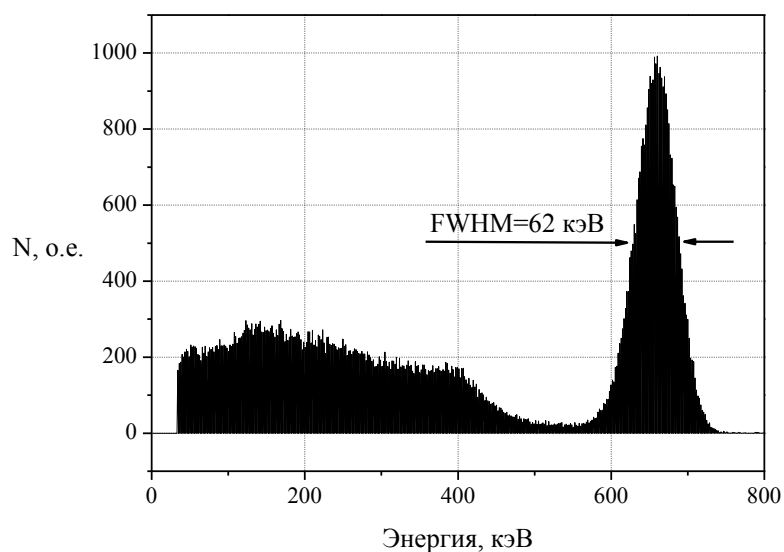


Рис.4.2. Отклик детектора на источник Cs-137 (662 кэВ).

Описание лазерной установки и параметров излучения читатель может найти в первом разделе Главы III. Здесь лишь напомним, что в экспериментах, представленных в данной Главе диссертационной работы, использовался лазерный импульс с энергией от 1 до 10 мДж с тремя значениями контраста, условно обозначенными как тип «1» (уровень ASE – 10^{-8} , пикосекундный предимпульс – 6×10^{-7} , время опережения – 12 пс, наносекундный предимпульс – 5×10^{-8} , время опережения – 12.5 нс), «2» (уровень ASE – 10^{-8} , пикосекундный предимпульс – 6×10^{-7} , 12 пс, наносекундный предимпульс – 3×10^{-4} , 12.5 нс) и «3» (уровень ASE – 10^{-5} , пикосекундный предимпульс – 5×10^{-3} , 25 пс, наносекундный предимпульс – 2×10^{-6} , 12.5 нс), см. раздел 3.1. Для упрощения дальнейшего ориентирования в тексте данные о контрасте импульса продублированы в таблице 4.1.

		Тип импульса «1»	Тип импульса «2»	Тип импульса «3»
Уровень ASE, о.е.		10^{-8}	10^{-8}	10^{-5}
Пикосекундный предимпульс	Амплитуда, о.е.	6×10^{-7}	6×10^{-7}	5×10^{-3}
	Время опережения	12 пс	12 пс	25 пс
Наносекундный предимпульс	Амплитуда, о.е.	5×10^{-8}	3×10^{-4}	2×10^{-6}
	Время опережения	12.5 нс	12.5 нс	12.5 нс

Таблица 4.1. Характеристики контраста лазерного импульса различных его модификаций.

Помимо этого, при проведении измерений имелась возможность варьировать длительность импульса в пределах от минимального значения до ~ 1 пс изменением расстояния между дифракционными решетками компрессора. При этом вносимый «чирп», то есть фазовая модуляция импульса, мог быть как положительным, так и отрицательным.

4.2 Юстировка внеосевого параболического зеркала и контроль качества фокусировки

В экспериментах с экстремально высокой интенсивностью чрезвычайно важной задачей является её достижение. В данных исследованиях фокусировка импульса производилась внеосевым параболическим зеркалом с золотым покрытием. Точная юстировка внеосевого параболического зеркала сама по себе является довольно трудной экспериментальной задачей, так как даже небольшое отклонение излучения от оси параболы приводит к драматическому падению качества фокусировки.

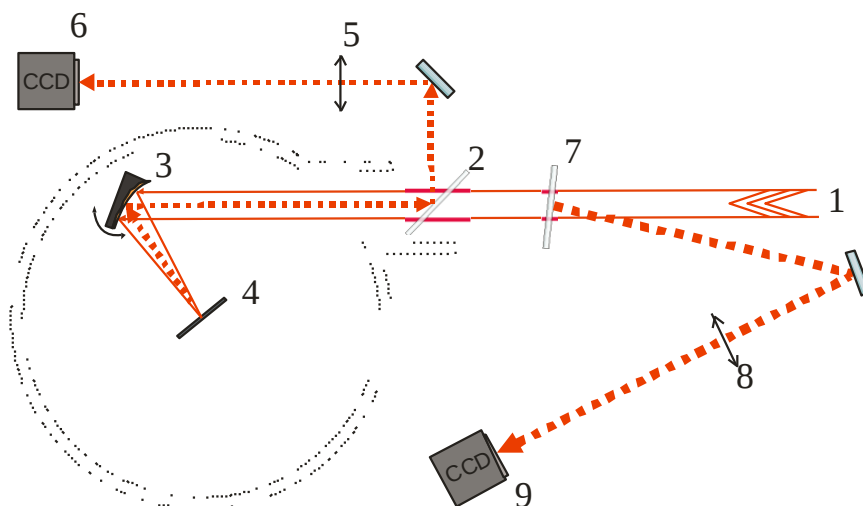


Рис.4.3. Схема юстировки параболического зеркала: 1 – лазерное излучение, 2 – делительная пластина, 3 – параболическое зеркало на двухкоординатной подвижке, 4 – юстировочная мишень, 5 – линза ($f=4.7$ м), 6 – ПЗС-камера, 7 – делительная пластина, 8 – линза ($f=4$ м), 9 – ПЗС-камера для юстировки оптического тракта.

Юстировка внеосевого параболического зеркала осуществлялась следующим образом (Рис.4.3). Непрерывное оптическое излучение (1), генерируемое задающим генератором лазерной системы, проходя через делительную пластинку (2), фокусируется внеосевым параболическим зеркалом (3) на юстировочную мишень (4), установленную

перпендикулярно падающему излучению. Отраженное от мишени назад излучение отражается делительной пластинкой (2) и, фокусировалось линзой (5) с фокусным расстоянием 4.7 м на ПЗС-камеру (6). Таким образом, изображение пучка, приобретшего aberrации при отражении от параболического зеркала, передавалось на ПЗС-матрицу. Поскольку фокусное расстояние параболы составляло 5.08 см, то получаемое изображение было увеличено примерно в 90 раз (Рис.4.4). Присутствие двух пятен связано с отражением от передней и задней граней делительной пластины (2). Для вращения параболического зеркала, последнее закреплялось на двухкоординатном моторизованном оптическом столике.

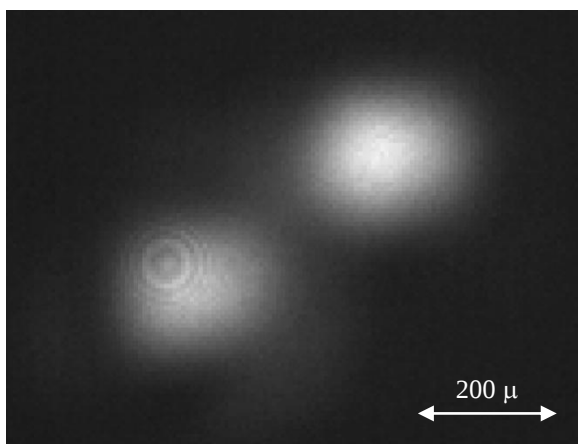


Рис.4.4. Увеличенное в 90 раз изображение пятна фокусировки излучения параболическим зеркалом на юстировочной мишени. Второе пятно появляется в результате отражения излучения от задней грани делительной пластины (2) (см. Рис.4.5).

Дополнительной сложностью в проведении экспериментов было то, что оптический тракт усиленного фемтосекундного излучения не совпадает с трактом непрерывного юстировочного излучения. А осуществлять юстировку параболического зеркала по описанной выше схеме становится невозможным вследствие образования плазмы на поверхности мишени. Поэтому для совмещения трактов была создана дополнительная схема обратной связи (Рис.4.3). Перед попаданием в камеру лазерное излучение проходило через тонкую делительную пластину (7). Отражённая назад часть излучения попадала на линзу (8) с фокусным расстоянием 4 м и затем на другую CCD камеру (9), расположенную в фокусе линзы. Зафиксировав место попадания непрерывного излучения на экране, затем можно провести усиленное излучение по тому же тракту. Поскольку диаметр сфокусированного пятна на второй камере равен ~ 200 мкм (при этом «провести»

пучок на камеру можно с точностью равной примерно диаметру пятна), то точность выставления угла падения излучения на параболическое зеркало составляет лучше 10^{-4} рад. С учётом того, что точность выставления угла самой параболы равняется 5×10^{-4} рад, то можно утверждать, что обеспечивается хорошая фокусировка импульсного излучения на мишень. Кроме того, такая система позволяла отслеживать в реальном времени увод пучка, связанный с температурными и прочими эффектами в лазерной системе.

Также, для увеличения пиковой интенсивности в пучок мог вставляться зеркальный телескоп, увеличивающий диаметр исходного пучка в два раза. С учётом того, что диаметр пучка по уровню 0.5 от максимума интенсивности равен 7.5 мм, где содержится 50% энергии импульса, а параметр качества $M^2=1.4$, то можно ожидать, что при энергии лазерного импульса 10 мДж достигается пиковая интенсивность 4×10^{18} Вт/см² (без учёта угла падения в 45 градусов).

4.3 Результаты рентгеновской диагностики лазерной плазмы

Обратимся теперь к результатам измерений, а именно к рентгеновским спектрам плазмы, полученным при различных условиях взаимодействия лазерного импульса с веществом.

4.3.1 Зависимость параметров плазмы от контраста импульса на различных масштабах времени. Результаты для минимальной длительности лазерного импульса.

На Рис.4.5-4.9 представлены спектры рентгеновского излучения плазмы, полученные при наименьшей длительности лазерного импульса (40-45 фс в зависимости от «модификации» лазерной установки и различных контрастов). Веществом мишени был сплав на основе железа (концевая мера длины, пластина Йохансона), свинец и плавленный кварц. По оси ординат всех спектров отложено количество квантов в данном интервале энергий (который равен 10% от конкретной энергии, что соответствует разрешающей способности сцинтилляционного детектора) за один лазерный импульс, нормированное на ширину интервала. На всех графиках представлены восстановленные по методике, изложенной в разделе 2.2, спектры. К каждому спектру прилагается график зависимости отклонения моделированного спектра при различных заданных средних энергиях быстрых электронов от экспериментально измеренного, которое, напомним, рассчитывалось как квадрат произведения разности числа отсчётов для каждой точки по энергии моделируемого и экспериментального спектров и самой энергии данной точки. При этом, поскольку при наборе большинства спектров на пути квантов стояли фильтры,

отсекающие фотоны с малой энергией, то рассуждать далее мы будем, имея в виду высокоэнергетичный электронный компонент плазмы, представляющий в то же время, наибольший интерес для исследования.

При высоком контрасте лазерного излучения (тип контраста «1») средние энергии быстрых электронов составили 95 ± 15 и 270 ± 30 кэВ при интенсивностях 7×10^{17} и 20×10^{17} Вт/см² (мишень – железо), а максимальная энергия квантов превышала 1 МэВ (Рис.4.5) [123].

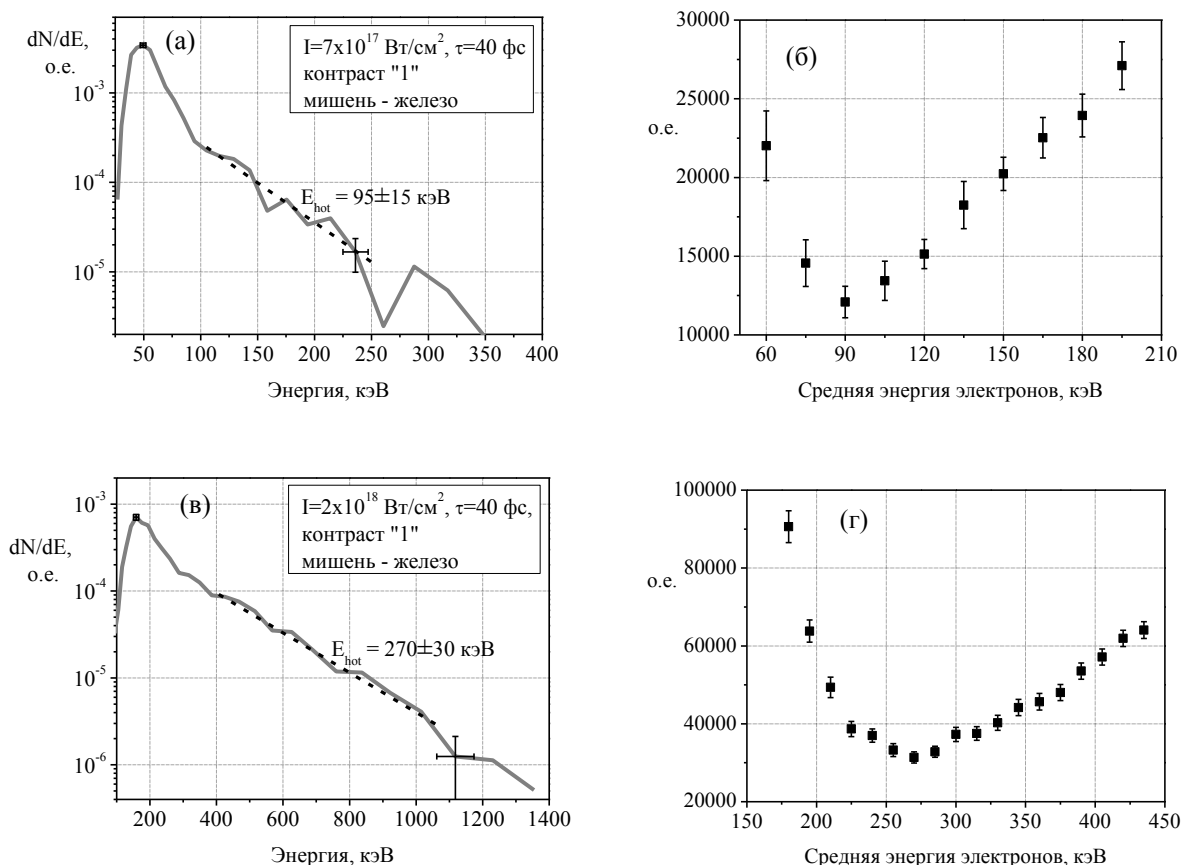


Рис.4.5. Рентгеновские спектры плазмы, полученные для импульса с контрастом «1» при двух значениях интенсивности (а,в) и графики среднеквадратичного отклонения моделированного спектра от экспериментального (б,г). Вещество мишени – сплав на основе железа.

Согласно оценкам, предимпульс, опережающий основной на 12 пс и имеющий амплитуду менее 10^{-6} , обеспечивает интенсивность при фокусировке не более 2×10^{12} Вт/см², но, тем не менее, приводит к ионизацию мишени [6,7]. Таким образом, принимая в расчёт формулы (1.1) и (1.3) для скорости разлёта плазмы и температуры теплового компонента, оценка сверху на пространственный масштаб разлёта преплазменного облака к моменту прихода основного импульса $L/\lambda \sim 0.04$. В условиях достаточно резкой границы

мишени и интенсивности, близкой к релятивистскому порогу, вероятно, основным механизмом ускорения электронов в плазме является пондеромоторное действие света и $\vec{j} \times \vec{B}$ нагрев. Полученные в эксперименте оценки близки к теоретическим значениям для данного механизма в 120 и 300 кэВ при аналогичных интенсивностях ($E_h = 3/2 mc^2 (\sqrt{1 + I_{18} \lambda_\mu^2 / 1.37} - 1)$ [11]). Более высокая теоретическая оценка может быть связана с низким коэффициентом поглощения мишени с резкой границей плазмы [37]. Так в работе [37] схожих условиях отмечалось, что наибольшее поглощение достигается при $L/\lambda \sim 0.3$. Свою роль в данных экспериментальных условиях могут играть также вакуумный нагрев и резонансное поглощение. Об этом может свидетельствовать то факт, что измеренная величина средней энергии в 270 кэВ в целом близка к оценке в 350 кэВ для резонансного ускорения в области критической плотности плазмы при субрелятивистских интенсивностях лазерного излучения ($E_h = 3/2 \cdot 215 (I_{18} \lambda_\mu^2)^{1/3}$ [29]). Поскольку интенсивность в эксперименте близка к пороговому значению (а оно, напомним, равно $2.2 \cdot 10^{18}$ Вт/см² для длины волны лазерного излучения 0.8 мкм), то может идти конкуренция эффектов. Однако авторами работы [124], например, утверждается, что при относительно резкой границе плазма-вакуум (как в нашем случае) преобладает именно пондеромоторное ускорение.

Введение предимпульса на наносекундном масштабе времени с амплитудой 3×10^{-4} выключением одной из ячеек Поккельса в лазерной системе (тип контраста «2») привело к понижению средней энергии горячих до 200 ± 10 кэВ при интенсивности 2×10^{18} Вт/см² (Рис.4.6) [123]. Такой результат может быть связан с тем, что под воздействием предимпульса формируется преплазменный слой, характерный масштаб которого L/λ согласно оценкам превышает 100 (без учёта остывания плазмы), хотя на таких временах говорить о размерах преплазменного слоя без дополнительных измерений весьма затруднительно. Спустя 12.5 нс преплазма успевает сильно остынуть, а её плотность падает. При распространении импульса в сильно разреженной среде может происходить диссипация энергии лазерного излучения, препятствующая достижению высокой интенсивности на поверхности мишени.

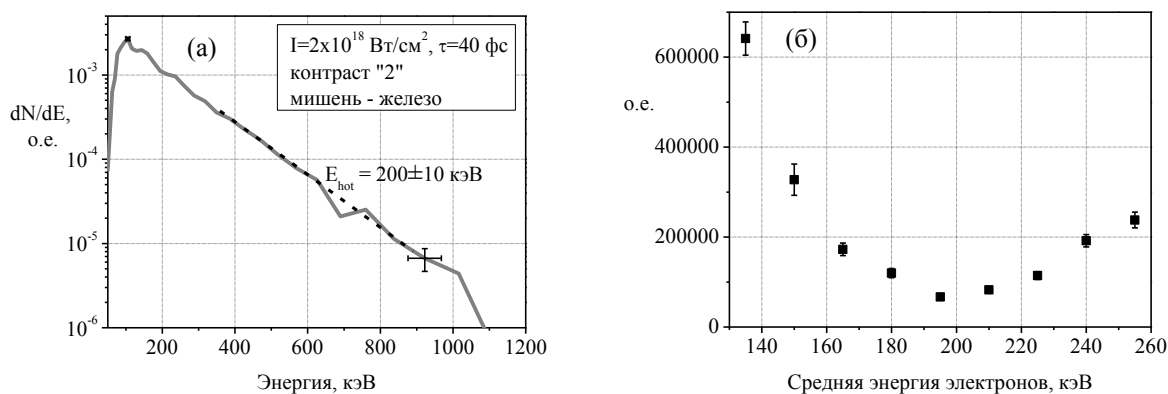


Рис.4.6. Рентгеновский спектр плазмы, полученный для импульса с контрастом «2» (а) и график среднеквадратичного отклонения моделированного спектра от экспериментального (б). Вещество мишени – сплав на основе железа.

Ухудшение же пикосекундного контраста (тип импульса «3») приводит к интересному результату. Спектры были измерены для металлических (железной и свинцовой) мишеней и мишени с более высоким порогом пробоя (диэлектрической, SiO₂). Пиковая интенсивность в этих экспериментах составляла 7×10^{17} Вт/см² для железной и диэлектрической мишеней и 1×10^{18} Вт/см² для свинцовой.

Оценка на среднюю энергию горячих электронов в плазме, создаваемой на поверхности железной мишени, возросла по сравнению с контрастом «1» и составила 175 ± 15 кэВ (Рис.4.7). Максимальные энергии квантов достигают 750 кэВ.

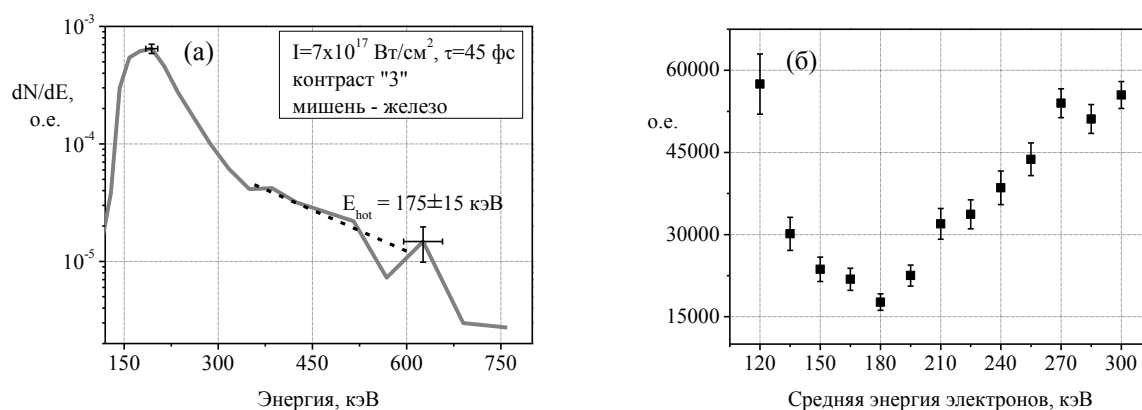


Рис.4.7. Рентгеновский спектр плазмы, полученный для импульса с контрастом «3» (а) и график среднеквадратичного отклонения моделированного спектра от экспериментального (б). Вещество мишени – сплав на основе железа.

Для свинцовой мишени [125,126] максимальная энергия гамма-квантов превышает 1.2 МэВ, а средняя энергия быстрых частиц достигает 560 ± 180 кэВ (Рис.4.8, большая ошибка связана с низкой статистикой при измерениях), что отчасти может быть вызвано, хотя и немного, но большей интенсивностью.

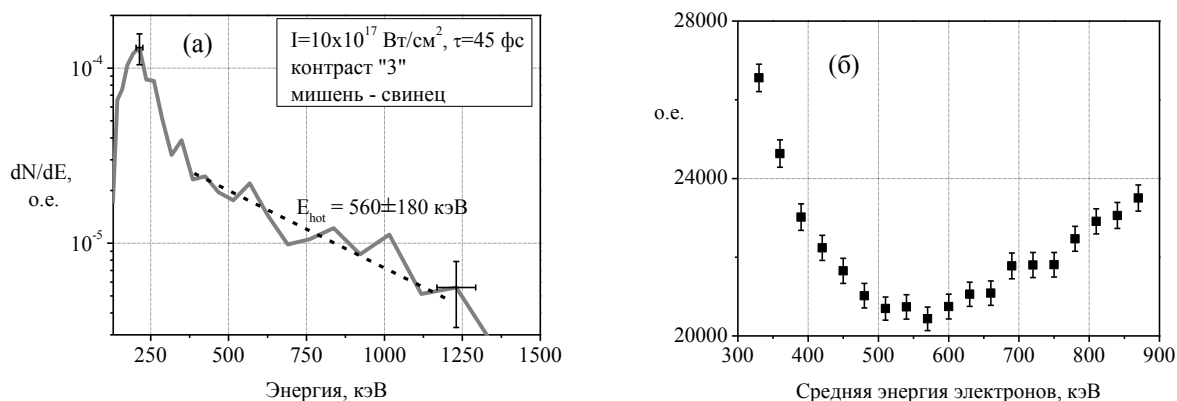


Рис.4.8. Рентгеновский спектр плазмы, полученный для импульса с контрастом «3» (а) и график среднеквадратичного отклонения моделированного спектра от экспериментального (б). Вещество мишени – свинец.

Величина преплазменного слоя в единицах длины волны в данном случае по грубым оценкам исходя из формул (1.1) и (1.3) для пикосекундного предимпульса (опережающего основной на 25 пс и имеющего относительную амплитуду 5×10^{-3}) составляет 2 длины волны, а для наносекундного предимпульса (опережающего основной на 12.5 нс с относительной амплитудой 2×10^{-6}) – 20 длин волн. Как отмечалось выше, плотность облака от наносекундного предимпульса, успевшего разлететься и остынуть, становится относительно малой, в то время как облако от пикосекундного предимпульса всё еще достаточно плотно и имеет высокую температуру. Более того, довольно высокий уровень спонтанной люминесценции (10^{-5} для импульса с контрастом «3») приводит к тому, что мишень подвергается воздействию излучения с интенсивностью около 10^{13} Вт/см² на протяжении сотен пикосекунд, которое дополнительно подогревает преплазму вблизи поверхности. Поэтому размер плотного преплазменного слоя будет больше оцененного выше и может достигать десятков длин волн [102,103,124], а профиль плотности может быть весьма сложным и иметь разный наклон на различном удалении от поверхности мишени [103,124].

С одной стороны, значительные объёмы разреженной преплазмы препятствуют проникновению лазерного излучения до плотных областей плазмы и её эффективному

нагреванию [124]. С другой стороны, поглощение плазмы увеличивается при наличии небольшого плотного слоя [37,127].

При приближении к слою с критической плотностью, лазерный импульс может испытывать дополнительную самофокусировку, повышающую его пиковую интенсивность [9,103,124]. Мощность лазерного излучения в 200 ГВт в нашем случае превышает критическую для развития самофокусировки в субкритической области плазмы ($P_{cr} = 17 n_c/n_e$ ГВт [128]). Теоретически, сфокусировавшись в пятно диаметром менее длины волны [129], пиковая интенсивность может достигнуть рубежа в 10^{19} Вт/см².

Длина самофокусировки в неплотной плазме, согласно литературным данным [130], может быть оценена по формуле:

$$L_{sf} = r_0 \sqrt{\frac{n_c T_{keV}}{n_e I_{16} \lambda_\mu^2}} \quad (4.1)$$

где, T_{keV} – температура теплового компонента плазмы в кэВ, r_0 – радиус лазерного пучка до самофокусировки. При $n_c/n_e = 10$, $T_{keV} = 100$ эВ, $r_0 \sim 5$ мкм (на расстоянии 50 мкм от мишени), что близко к нашим условиям, получаем $L_{sf} \approx 80$ мкм. Таким образом, в слое преплазмы может успеть развиваться релятивистский канал, интенсивность в центре которого может на порядок превосходить вакуумную. Чтобы достичь энергии около 500 кэВ, наблюдаемой в эксперименте, интенсивность должна возрасти в случае резонансного поглощения в 4-5 раз, то есть предложенное объяснение вполне состоятельно.

По всей видимости, наличие именно плотной горячей преплазмы критически сказывается на генерацию электронов, а свою роль в ускорении частиц, помимо механизмов резонансного поглощения и пондеромоторного ускорения, могут играть эффекты, действующие в плазме с близкой к критической плотностью, такие как параметрическое рассеяние и стохастический нагрев.

Об образовании волны электронной плотности в плазме можно судить по характерному зелёному цвету плазмы, наблюдавшемуся в эксперименте с низким пикосекундным контрастом (тип «3»), который может быть результатом двухплазменной неустойчивости и вынужденного комбинационного рассеяния [48,83,84,85]. Численные расчёты показывают, что ускорение электронов за счёт вынужденного комбинационного рассеяния начинает играть значительную роль, когда произведение длительности импульса τ и скорости роста плазменной волны $\gamma = \frac{v_{osc} \omega}{2c} \left(\frac{\omega_p}{\omega(1-\omega_p/\omega)} \right)^{1/2}$, где v_{osc} – осцилляторная скорость электрона в лазерном поле, ω – частота лазерного поля, ω_p – плазменная частота, превышает 18-20 [48,79]. В наших условиях произведение равно 23 и 27 для интенсивностей 7×10^{17} и 10^{18} Вт/см², то есть ускорение электронов оказывается

возможным. Большее превышение над порогом для свинцовой мишени может также объяснять значительно возросшую среднюю энергию электронов по сравнению с железной мишенью.

Условия для стохастического нагрева также выполняются в данном случае [124]. В роли поперечной волны, сбивающей фазу движения электрона, выступает лазерное излучение, отражённое от поверхности мишени. Амплитуда этого поля будет заведомо слабее амплитуды падающей волны, а расчёты, приведённые в работе [25] показывают, что при интенсивности 2×10^{18} Вт/см² кинетическая энергия электронов, ускоренных в перекрёстных полях составляет $0.5mc^2$, что близко к полученному нами в эксперименте значению. Хотя для развития эффекта стохастического нагрева необходимо длительное нахождение электрона в поле лазерных волн, в то время как для импульса длительностью 45 фс пространственная область пересечения падающего и отражённого импульсов составляет 7 мкм, и электрон, учитывая его высокую осцилляторную энергию в релятивистском случае, быстро покидает эту область.

Схожие эффекты наблюдаются, например, также в работах [131,132]. Авторы [131] зарегистрировали в плазме два быстрых электронных компонента с энергиями 220 и более 700 кэВ уже при интенсивности 4×10^{17} Вт/см² и как раз связывали столь высокие оценки с самофокусировкой лазерного излучения в преплазменном облаке, поднимаемом предимпульсом над поверхностью алюминиевой мишени. В работе [132] отмечено появление в плазме электронов с средней энергией 700 кэВ при интенсивности 3×10^{18} Вт/см².

Можно также предположить, что меньшая энергия электронов на железной мишени в таком случае, помимо меньшей интенсивности, может быть еще вызвана её более высокой температурой плавления по сравнению с свинцом, что приводит к тому, что размер преплазмы над поверхностью железа будет несколько меньше, или само облако будет иметь другой профиль плотности, и условия для генерации быстрых электронов изменяются.

Отметим еще раз, что, согласно экспериментальным данным и численным расчётам [102,103,124,131], для проявления этих эффектов помимо протяжённого неплотного слоя необходимо наличие области плазмы, с плотностью близкой к критической, для резонансной раскачки электронов. В этом отношении, результат, полученный выше для импульса с наносекундным предимпульсом (тип контраста «2»), вполне закономерен.

В случае диэлектрической мишени, для которой средняя энергия быстрых электронов составила 300 ± 35 кэВ (Рис.4.9), размер преплазменного слоя будет существенно меньше (порядка нескольких длин волн) в силу высокого порога пробоя (10^{13}

Вт/см² в фемтосекундном режиме [6,7]), и тогда можно ожидать, что развития самофокусировки не происходит, а ускорение электронов определяется резонансным поглощением в области критической плотности. Экспериментальная оценка близка к теоретически ожидаемой величине в 250 кэВ. Больше по сравнению с железной мишенью количество зарегистрированных квантов при абсолютно тех же геометрических и «лазерно-параметрических» условия эксперимента, объясняется тем, что в отсутствии диссипации энергии в преплазме большая часть лазерного импульса доходит до области плотной плазмы [124]. В эксперименте было также отмечено появление квантов с энергией свыше 2 МэВ, что, по всей видимости, связано как раз с большим числом зарегистрированных событий (загрузка детектора составляла 0.7 против 0.05-0.1 для металлических мишеней при наборе спектра за ~10000 выстрелов для каждого типа мишени). Это приводит к достаточно высокому числу наложений, то есть одновременной регистрации сразу нескольких квантов, что сдвигает спектр в область более высоких энергий (см. раздел 2.1.1).

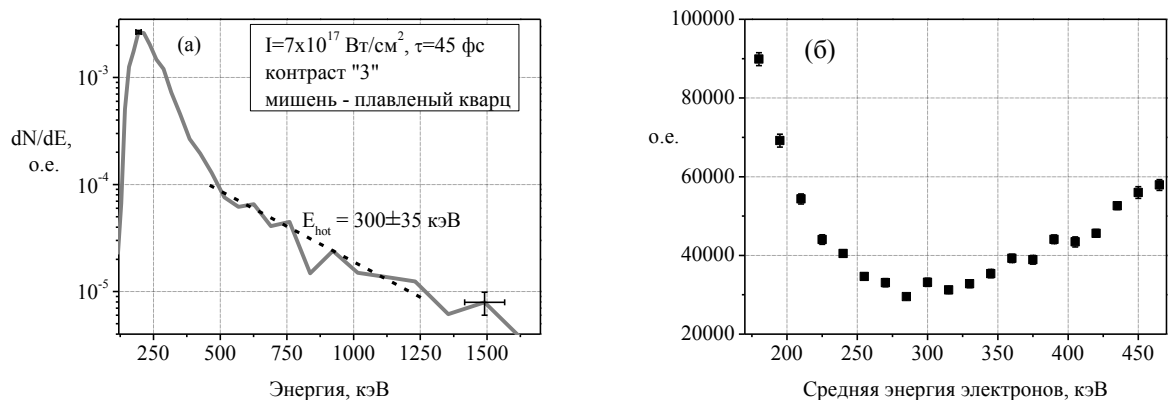


Рис.4.9. Рентгеновский спектр плазмы, полученный для импульса с контрастом «3» (а) и график среднеквадратичного отклонения моделированного спектра от экспериментального (б). Вещество мишени – плавный кварц.

Авторы работы [124], изучая влияние преплазменного слоя на процесс набора электронами энергии, отмечали, что при наличии преплазмы с характерным масштабом разлёта $L/\lambda \gg 1$ в плазме идёт ускорение электронов сразу за счёт нескольких эффектов. Поэтому понимание наблюдаемых нами результатов, безусловно, требует более детального изучения с применением теоретических расчётов и численного моделирования.

4.3.2 Зависимость параметров плазмы от контраста импульса на различных масштабах времени. Использование «длинного» импульса.

Чтобы получить больше информации о свойствах плазмы была проведена серия экспериментов с использованием растянутого во времени импульса с сохранением его энергии. Относительно предыдущего раздела, рост длительности, с одной стороны, приведёт к снижению возможного самовоздействия лазерного пучка (так как упадёт интенсивность), а с другой – к тому, что преплазменный слой, определяемый, по всей видимости, уровнем ASE останется без изменений, поскольку длительность пьедестала и так составляет несколько сотен пикосекунд. В совокупности это поможет лучше понять механизм ускорения электронов на мишени с варьлируемым преплазменным слоем.

Условия эксперимента были аналогичными приведённым выше с той лишь разницей, что длительность импульса составляла не 45 фс, а 350 ± 50 фс (положительный чирп, то есть более низкие частоты впереди) при сохранении его энергии. Большая ошибка в данном случае связана с тем, что оценка получена путём экстраполяции измерений длительности импульса в области минимального значения методом автокорреляционной функции второго порядка. Соответственно, пропорционально падает и пиковая интенсивность излучения на мишени: до примерно 0.8×10^{17} и 2.3×10^{17} Вт/см² при контрасте «1» и «2» и до 0.8×10^{17} и 1.2×10^{17} Вт/см² для импульса с контрастом «3».

Как и ранее рассмотрим сначала результаты для контраста импульса «1» (Рис.4.10). По сравнению с минимальной длительностью лазерного импульса как максимальные энергии зарегистрированных квантов, так и оценки на среднюю энергию быстрых электронов упали. При меньшем значении интенсивности средняя энергия частиц в плазме составила 35 ± 5 кэВ, что находится в хорошем согласии с оценкой для механизма вакуумного нагрева (~ 30 кэВ), который наиболее вероятен в данной ситуации, учитывая оценку сверху на размер преплазменного слоя в 0.02 мкм.

Повышение интенсивности до 2.3×10^{17} Вт/см² слегка увеличивает среднюю энергию электронов (до 45 ± 5 кэВ), что также находится в разумном согласии с оценкой в ~ 70 кэВ для вакуумного нагрева (более низкая экспериментальная оценка может быть связана с высоким коэффициентом отражения резкой границы), и поднимает максимальную энергию зарегистрированных квантов с 250 до 350 кэВ.

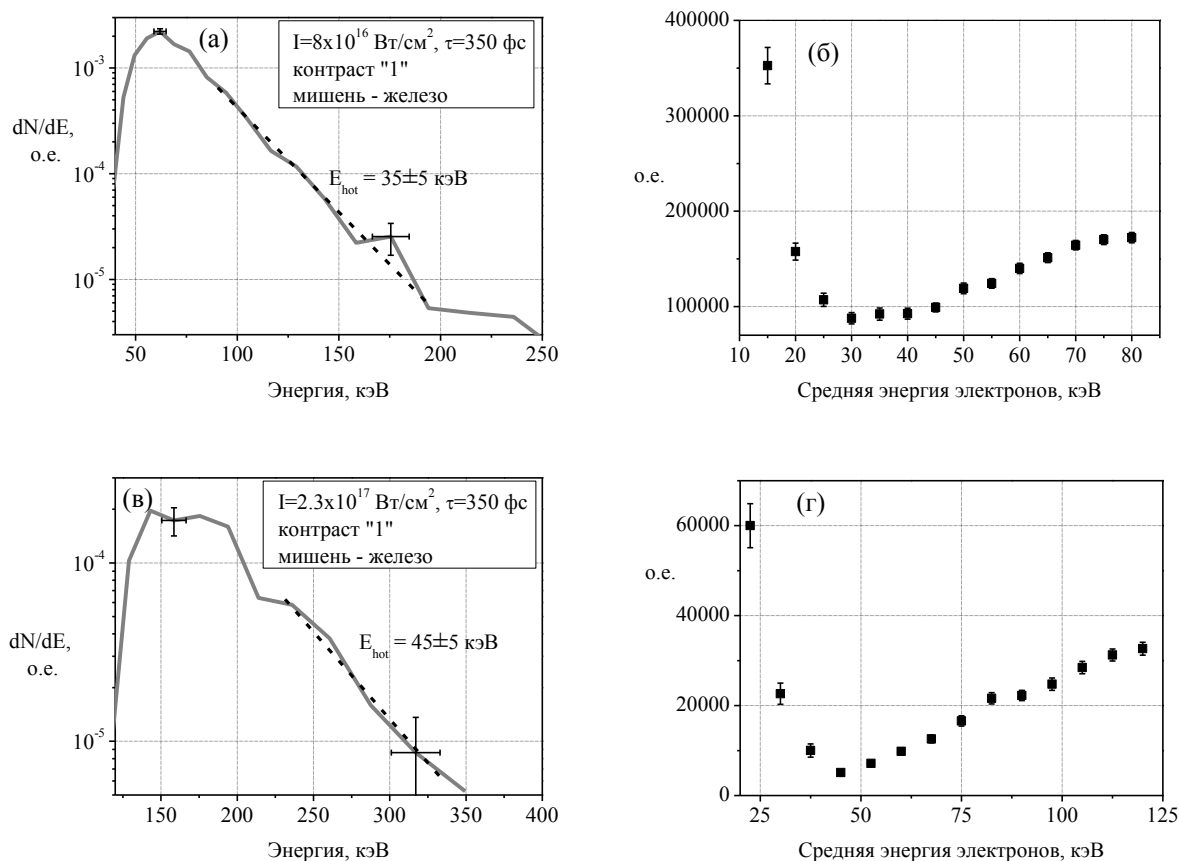


Рис.4.10. Рентгеновские спектры плазмы, полученные для импульса с длительностью 350 фс с контрастом «1» и двумя значениями интенсивности (а,в), и графики среднеквадратичного отклонения моделированного спектра от экспериментального (б,г). Вещество мишени – сплав на основе железа.

Ухудшение наносекундного контраста путём введения предимпульса (тип импульса «2») в целом не меняет формы спектра, тем более, что его длительность также возросла почти в 10 раз, а интенсивность, следовательно, упала (Рис.4.11). Это привело к тому, что уменьшился размер облака низкой плотности, сама поверхность подверглась меньшему воздействию лазерного излучения, а условия взаимодействия основного импульса с мишенью стали ближе к условиям при контрасте «1», о чём свидетельствует схожесть спектров. Средняя энергия электронов составила $50 \pm 5 \text{ кэВ}$.

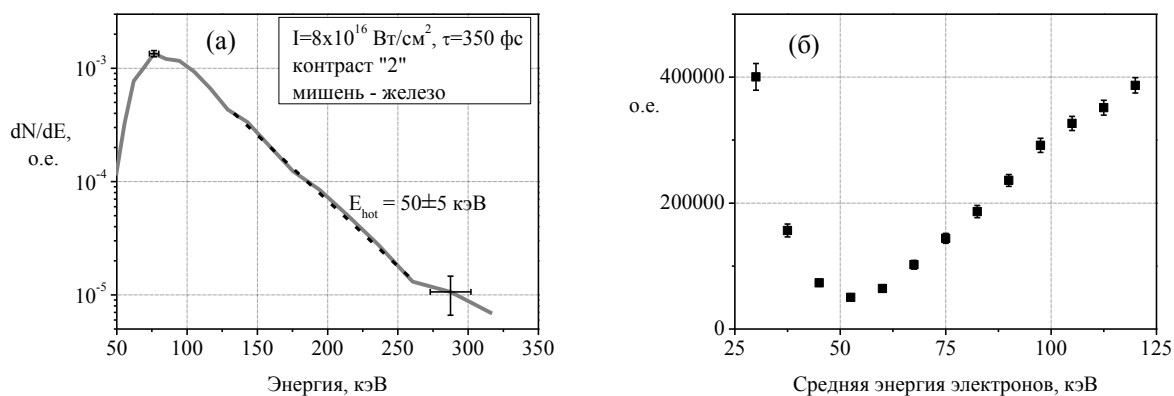


Рис.4.11. Рентгеновский спектр плазмы, полученный для импульса с длительностью 350 фс с контрастом «2» (а), и график среднеквадратичного отклонения моделированного спектра от экспериментального (б). Вещество мишени – сплав на основе железа.

Но обратимся теперь к результатам, полученным для растянутого во времени импульса с контрастом «3». Как и в случае короткого импульса, спектры были измерены для мишеней из железа, плавленого кварца (максимальная интенсивность 0.8×10^{17} Вт/см²) и свинца (максимальная интенсивность 1.2×10^{17} Вт/см²).

В случае диэлектрической мишени (Рис.4.12), над поверхностью которой не происходит образования значительных объёмов преплазмы из-за её высокого порога пробоя, средняя энергия горячих электронов составила 60 ± 10 кэВ, а максимальная энергия зарегистрированных квантов упала до 500 кэВ. Бóльшая оценка на среднюю энергию электронов относительно результатов, полученных для импульса с контрастом «1», по всей видимости, связана с бóльшим поглощением плазмы с масштабом градиента плотности $L/\lambda > 1$ по сравнению с плазмой с резкой границей [37].

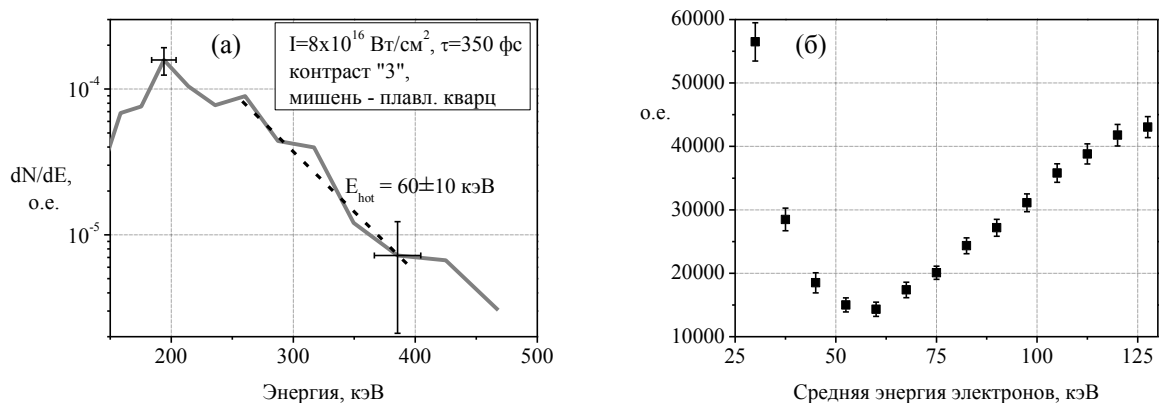


Рис.4.12. Рентгеновский спектр плазмы, полученный для импульса с длительностью 350 фс с контрастом «3» (а), и график среднеквадратичного отклонения моделированного спектра от экспериментального (б). Вещество мишени – плавленый кварц.

Для металлических мишеней при увеличении длительности импульса с контрастом «3» было обнаружено существенное возрастание интегрального выхода гамма-излучения из плазмы. При этом эффект достигал максимума примерно на 300-400 фс, а при бóльших длительностях спадал, очевидно с дальнейшим уменьшением интенсивности. Выбор длительности в 350 фс был обусловлен именно этим обстоятельством. В работе [85] в очень схожих экспериментальных условиях наблюдался максимум генерации частоты $3/2\omega$ в плазме, что, основываясь на доводах о параметрическом рассеянии, приведённых в предыдущем разделе, также повлияло на наши исследования.

По сравнению с коротким импульсом средняя энергия горячих электронов в плазме, созданной на железной мишени импульсом длительностью 350 фс, поднялась до 380 ± 30 кэВ, а максимальные энергии зарегистрированных квантов превышали 1.5 МэВ (Рис.4.13). Для свинцовой мишени, эти параметры оказались равными 870 ± 80 кэВ и 4 МэВ (Рис.4.14). Такое поведение, следуя теории «традиционных» механизмов ускорения электронов (резонансное поглощения, пондеромоторное ускорение), является как минимум необычным. В этой ситуации можно достаточно уверенно говорить о действии в плазме механизма лазерного ускорения частиц, имеющего сильную зависимость не только от интенсивности, но и от длительности импульса.

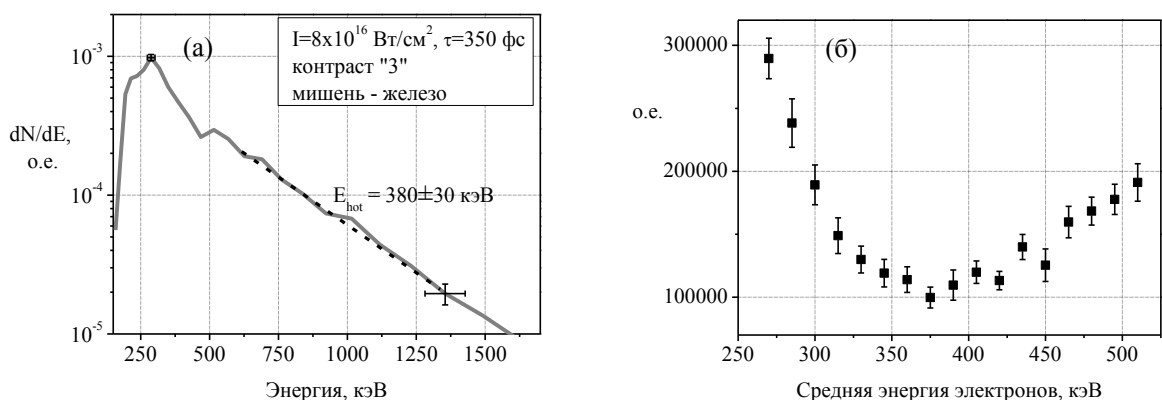


Рис.4.13. Рентгеновский спектр плазмы, полученный для импульса с длительностью 350 фс с контрастом «3» (а), и график среднеквадратичного отклонения моделированного спектра от экспериментального (б). Вещество мишени – сплав на основе железа.

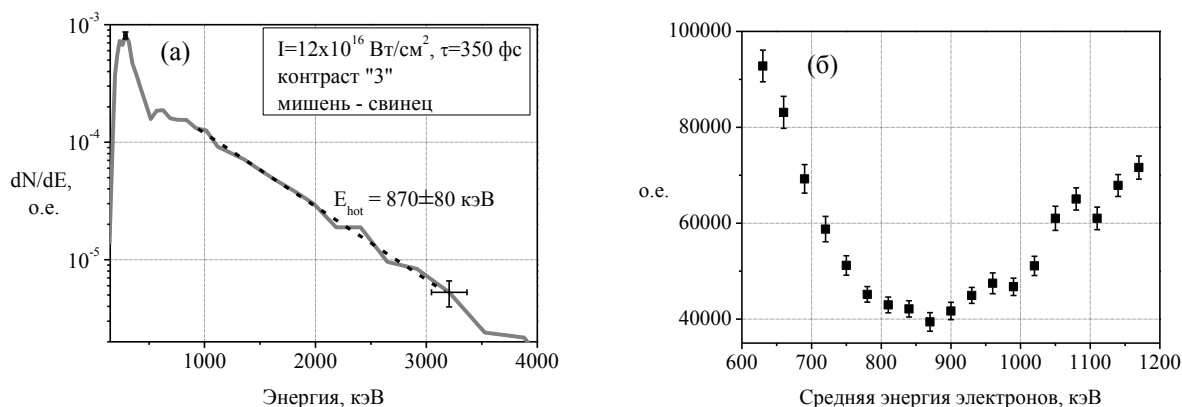


Рис.4.14. Рентгеновский спектр плазмы, полученный для импульса с длительностью 350 фс с контрастом «3» (а), и график среднеквадратичного отклонения моделированного спектра от экспериментального (б). Вещество мишени – свинец.

Характерный зелёный цвет плазмы, отчётливо заметный и в случае длинного импульса, говорит об эффективной генерации частоты $3/2\omega_0$, вызванной параметрическим рассеянием. Измерений яркости данной частоты не проводилось, тем не менее, обзор литературы показывает [85], что эффективность рассеяния многократно возрастает с ростом длительности импульса в фемтосекундном диапазоне, будучи в ненасыщенном режиме. Произведение $\tau\gamma$, о котором упоминалось выше, с ростом длительности превышает 50, невзирая на уменьшение интенсивности. Таким образом, с точки зрения генерации быстрых электронов, увеличение длительности способствует ускорению электронов за счёт параметрического рассеяния. Но конечная энергия электронов,

ускоряемых в плазменной волне, определяется во многом их осцилляторной энергией в лазерном поле [81,83,133], а она, в свою очередь, существенно падает с ростом длительности импульса в нашем случае. Поэтому наблюдаемый эффект связать напрямую с параметрическим рассеянием не удаётся. Но, согласно оценкам, при понижении интенсивности в 10 раз длина самофокусировки увеличивается пропорционально корню, то есть примерно в три раза, до 250 мкм, что, хотя и велико, но в целом сравнимо с размером преплазмы. Конечно, роста интенсивности на порядок, как это возможно в случае короткого импульса, ожидать в данных условиях сложно, но и о полном отсутствии самовоздействия утверждать нельзя. Самофокусировка, таким образом, может повысить энергию электронов, но даже в этом случае для длинного импульса она не может превышать ту, что была зарегистрирована для короткого импульса в силу меньшей почти на порядок интенсивности.

Наблюдаемый эффект возможно связать с стохастическим нагревом электронов в плазме. Дело в том, что, согласно расчётам, температуры быстрых электронов, ускоряемых в поле перекрёстных волн, пропорциональна длительности: $T_h \sim (I \tau_L)^{1/2}$ [90]. Чем больше актов сбоя фазы испытает электрон, тем больше окажется его конечная энергия, при условии, что электрон находится в области пересечения двух волн в облаке плазмы субкритической плотности. Однако все расчёты показывают, что эффект имеет характерный порог по интенсивности и должен наблюдаться выше 10^{18} Вт/см² (когда существенным становится движение электрона вдоль волнового вектора). Вероятное самовоздействие лазерного излучения в плазме, о котором говорилось чуть выше, может повысить интенсивность до необходимого значения. Таким образом, условия для протекания стохастического нагрева в целом выполняются.

Более того, с ростом длительности импульса увеличивается и пространственная область перекрытия падающего и отражённого от поверхности излучения, которая, вдобавок, будет лежать в облаке неплотной плазмы. Область пересечения двух импульсов (падающего и отражённого) равна 7 мкм для 45 фс и 50 мкм для 350 фс. При низком контрасте лазерного импульса (тип «3») размер преплазмы может достигать десятков длин волн, в то время как при высоком (тип «1») – менее одной длины волны. Учитывая примерно одинаковые пиковые интенсивности в случае двух контрастов, можно говорить о решающей роли плотного преплазменного слоя и его размеров в процессе ускорения электронов.

Таким образом, можно предположить, что для короткого и растянутого импульсов действуют разные механизмы ускорения электронов. То есть, в режиме сверхкороткого взаимодействия один из механизмов не успевает развиваться в полной мере, а ускорение

определяется другим эффектом, вероятно, параметрическим рассеянием. В то время как при удлинении импульса второй механизм, чувствительный к интенсивности, подавляется, тогда как первый (пропорциональный длительности) начинает играть определяющую роль. При этом повторимся, что необходимым условием наблюдения эффекта является наличие достаточно длинного преплазменного слоя с областью, где плотность близка к критической. Для случая, когда протяжённый преплазменный слой отсутствует (высокий контраст импульса) появления нового горячего электронного компонента с аномально высокой энергией не происходит.

Возвращаясь к данным для мишени из плавленого кварца, можно также предположить, что наличие только лишь горячей плотной области преплазмы является необходимым, но всё же недостаточным условием для появления в плазме нового электронного компонента. Эффект наблюдается при наличии еще и протяжённого разреженного слоя. Вероятно, последний играет роль среды, в которой происходит самовоздействие лазерного излучения, тогда как по достижении плотной области уже при повышенной интенсивности возбуждается новый механизм.

Для железной и свинцовой мишеней был также проведён эксперимент по изучению зависимости параметров плазмы от знака «чирпа» растянутого во времени импульса с низким контрастом (тип «3»). Так, для железной мишени средняя энергия электронов несколько уменьшилась (до 290 ± 20 кэВ против 380 ± 30 для положительного «чирпа», Рис.4.15), а для свинцовой, наоборот, немного возросла (до 960 ± 170 против 870 ± 80 кэВ для положительного «чирпа», Рис.4.16). Полученные результаты находятся в целом в хорошем согласии друг с другом, что говорит о независимости наблюдаемого эффекта от знака фазовой модуляции.

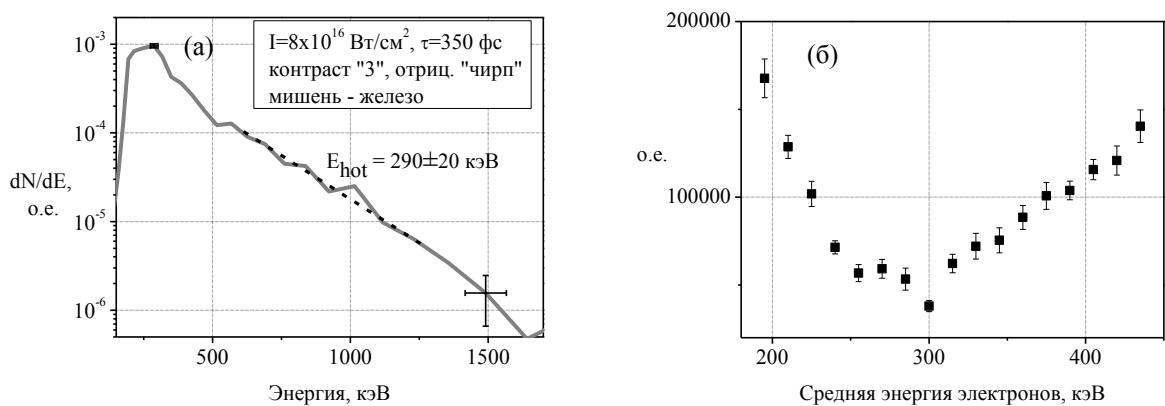


Рис.4.15. Рентгеновский спектр плазмы, полученный для импульса с длительностью 350 фс, отрицательным знаком фазовой модуляции, с контрастом «3» (а), и график среднеквадратичного отклонения моделированного спектра от экспериментального (б). Вещество мишени – сплав на основе железа.

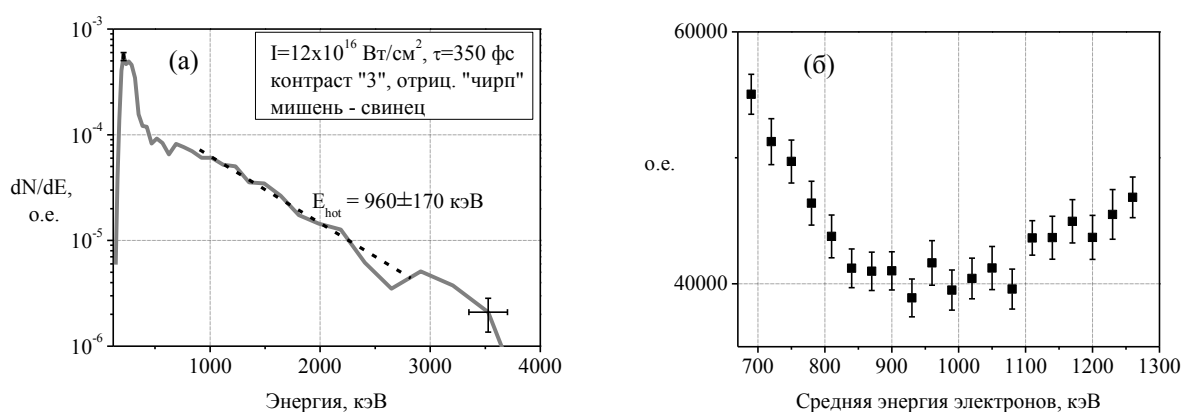


Рис.4.16. Рентгеновский спектр плазмы, полученный для импульса с длительностью 350 фс, отрицательным знаком фазовой модуляции, с контрастом «3» (а), и график среднеквадратичного отклонения моделированного спектра от экспериментального (б). Вещество мишени – свинец.

4.4 Оптическая диагностика облака плазмы, формируемого фемтосекундным лазерным импульсом на поверхности твердотельных мишеней

Аналогично исследованиям по лазерно-плазменному взаимодействию с жидкой мишенью был проведён эксперимент по оптической диагностике облака преплазмы, формируемого фемтосекундным лазерным импульсом высокой интенсивности на

поверхности твердотельных мишеней, использовавшихся при проведении опытов (железо, свинец и плавленый кварц). Схема теневого фотографирования представлена на Рис.4.17. Лазерный импульс (1) с длительностью 45 фс и энергией 4 мДж делился на два с помощью клина (2). Большая часть излучения (около 96%) попадала на кристалл второй гармоники KDP (3), затем на линию задержки (4), и заводилась в вакуумную камеру (5) вдоль плоскости мишени. Отразившись от клина ~4% излучения (150 мкДж) фокусировались безаберрационным объективом (6) с фокусным расстоянием 6 см на поверхность мишени (7) под углом 45° к нормали мишени. Изображение формировалось другим объективом с фокусным расстоянием 6 см (8) и, увеличенное в 25 раз, передавалось на ПЗС-камеру (9). Время задержки сканирующего импульса относительно греющего изменялась от 0 до 15 нс. Разрешение оптической системы составляло 6 мкм. Сам греющий импульс был модификации с низким пикосекундным контрастом (тип «3»). Интенсивность на поверхности мишени составляла около 7×10^{15} Вт/см².

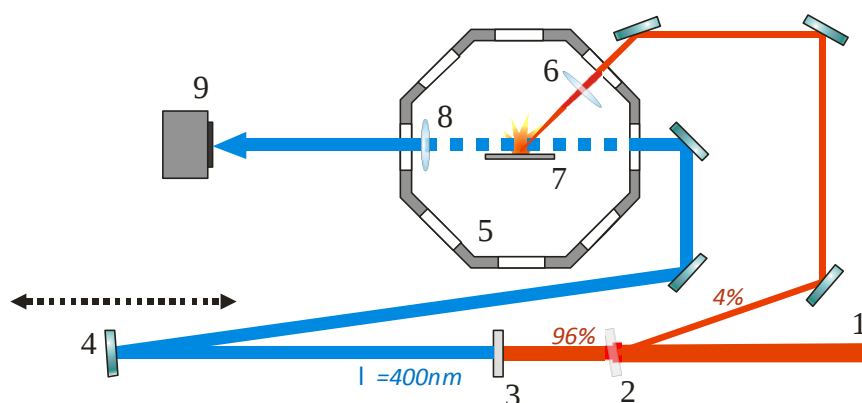


Рис.4.17. Схема теневого фотографирования преплазмы твердотельных мишеней: 1 – лазерное излучение, 2 – делительная пластина, 3 – кристалл второй гармоники KDP, 4 – линия задержки, 5 – вакуумная камера, 6 – фокусирующий объектив, 7 – мишень, 8 – объектив для переноса изображения, 9 – ПЗС-камера.

К сожалению, схема зондирования была такова, что детально изучить формирование преплазменного слоя под действием отдельно ASE лазерного импульса или наносекундного предимпульса не удалось. Условия формирования преплазмы также существенным образом отличались от тех, что были в экспериментах с высокими интенсивностями, и представляют собой результат воздействия некоего гипертрофированного предимпульса. Тем не менее, проведение данного эксперимента

позволило наглядно продемонстрировать принципиальные отличия типов используемых мишеней.

Снимки, полученные для мишеней из железа, свинца и кварца представлены на Рис.4.18. Сканирующий луч проходил под небольшим углом к мишени, вследствие чего на всех изображениях видно отражение плазменного факела в блестящей поверхности мишени. Для металлических мишеней на задержках в несколько наносекунд происходит формирование плотного облака, схожего с тем, что было получено на жидкой галлиевой мишени. На временах свыше 10 нс облако разлетается на значительное расстояние (до нескольких десятков микрон от поверхности) и становится прозрачным, а, следовательно, его плотность значительно падает.

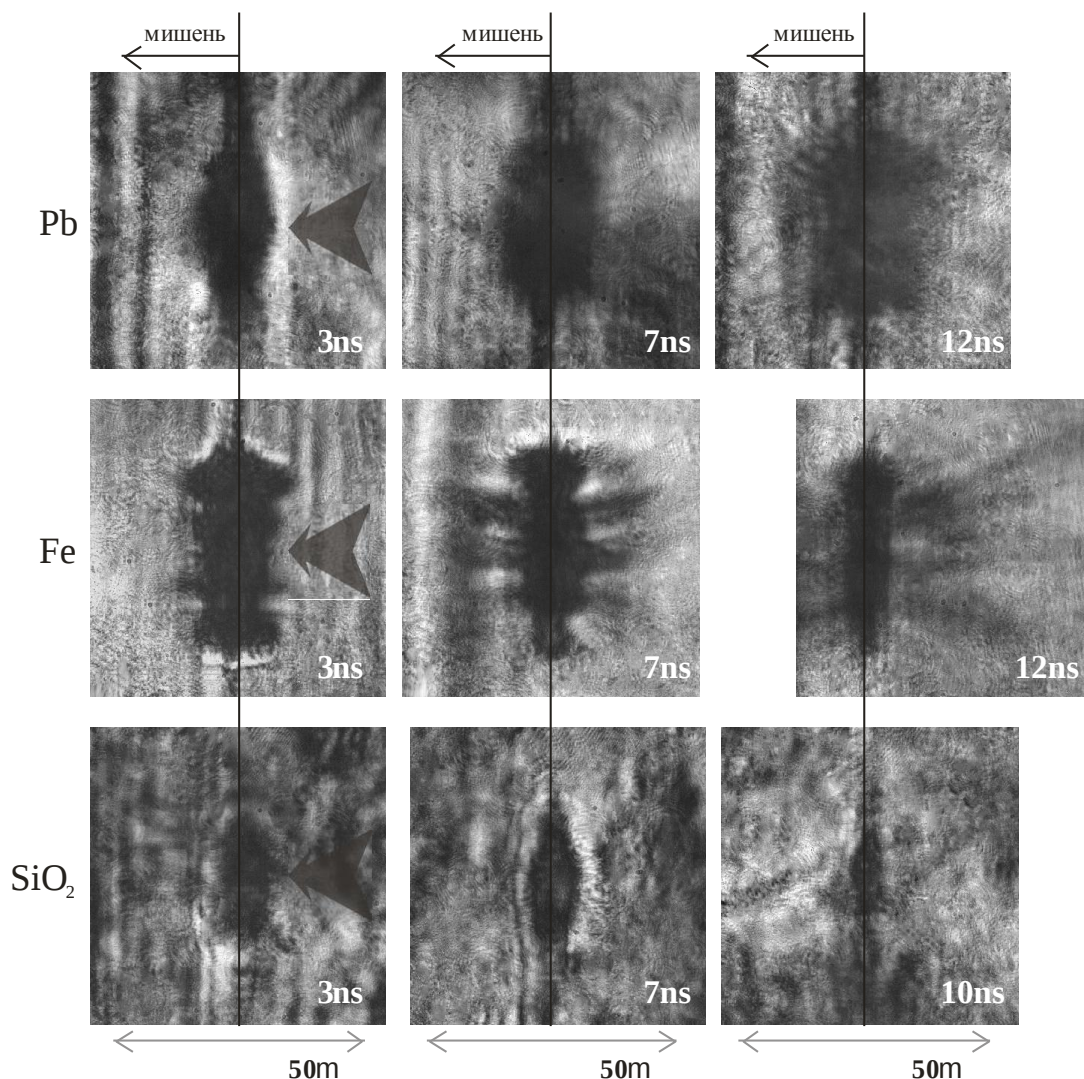


Рис.4.18. Изображения на разных задержках облака плазмы, формируемого коротким импульсом на поверхности различных твердотельных мишеней.

Серая стрелка указывает направление греющего импульса.

Тем самым видно, что воздействие короткого предимпульса приводит к формированию длинного преплазменного слоя, в котором может идти самофокусировка основного импульса. Видно также и существенное отличие свинца от железа: в то время как спустя 12 нс на железе остаётся кратер с нависающим над ним облаком малой плотности, на поверхности свинца всё ещё идёт интенсивный вынос вещества (облако оптически более плотное). Это, в частности, может объяснять более высокую энергию электронов, измеренную в эксперименте для свинцовой мишени.

Что касается диэлектрической мишени, то разлёта неплотного облака не происходит. Преплазма, достигающая наибольшего продольного размера в 10-15 мкм на задержке ~7 нс практически полностью исчезает спустя 12 нс после воздействия греющего импульса, что подтверждает высказанное выше предположение о существенно меньшем преплазменном слое на мишени из плавленого кварца по сравнению с металлическими.

4.5 Обобщение полученных экспериментальных данных

Вернёмся еще раз к результатам рентгеновской диагностики плазмы и обсудим их с учётом данных оптической диагностики. Сводная таблица данных по средним энергиям горячих электронов в плазме, создаваемой на поверхности разных мишеней под воздействием лазерного импульса с различным контрастом, представлена ниже (таблица 4.3).

Тип контраста	Материал мишени	Длительность импульса				
		~45 фс		~350 фс		
		Интенсивность, Вт/см ²	Средняя энергия электронов, кэВ	Интенсивность, Вт/см ²	Средняя энергия электронов, кэВ	
					Полож. «чирп»	Отриц. «чирп»
Тип «1»	железо	7x10 ¹⁷	95±15	8x10 ¹⁶	35±5	
		2x10 ¹⁸	270±30	2.3x10 ¹⁷	45±5	
Тип «2»	железо	2x10 ¹⁸	200±10	2.3x10 ¹⁷	50±5	
Тип «3»	железо	7x10 ¹⁷	175±15	8x10 ¹⁶	380±30	290±20
	свинец	10 ¹⁸	560±180	1.2x10 ¹⁷	870±80	960±170
	плавл. кварц	7x10 ¹⁷	300±35	8x10 ¹⁶	60±10	

Таблица 4.3. Сводная таблица полученных из рентгеновской диагностики плазмы экспериментальных данных.

Итак, в плазме, формируемой на поверхности металлической (железной) мишени лазерным импульсом с пиковой интенсивностью свыше 10^{18} Вт/см², длительностью 40 фс и высоким контрастом на пикосекундном масштабе времени (тип «1»), не приводящим к формированию протяжённой преплазмы, происходит генерация горячего электронного компонента с средней энергией 95 ± 15 и 270 ± 30 кэВ при интенсивностях 7×10^{17} и 2×10^{18} Вт/см², соответственно [123]. Основным механизмом ускорения электронов, вероятно, является пондеромоторное ускорение и $\vec{j} \times \vec{B}$ нагрев, о чём свидетельствуют данные, приведённые другими авторами при схожих экспериментальных условиях [124], а также близость полученных оценок и теоретических величин. Хотя также могут играть роль эффекты вакуумного нагрева и резонансного поглощения.

Ухудшение контраста (тип «3») приводит к формированию преплазмы с масштабом градиента плотности L/λ до нескольких десятков длин волн. При этом, по всей видимости, профиль плотности преплазмы на поверхности металлических мишеней имеет сложную форму: за счёт наносекундного предимпульса происходит формирование вытянутого облака малой плотности, а высокий уровень ASE подогревает приповерхностный слой, образуя часть с плотностью, близкой к критической. При взаимодействии лазерного импульса субрелятивистской интенсивности с протяжённой преплазмой может идти его самофокусировка, повышающая пиковую интенсивность. При приближении к критическому слою могут начинать действовать релятивистские эффекты генерации быстрых электронов, наиболее вероятным из которых является ускорение электронов в плазменной волне, образующейся за счёт параметрического рассеяния, приводящие к появлению в плазме горячего электронного компонента с аномально высокой средней энергией. Так, оценка на энергию электронов в плазме железной мишени составила 175 ± 15 кэВ при интенсивности 7×10^{17} Вт/см². Средняя энергия частиц в плазме свинцовой мишени при интенсивности 10^{18} Вт/см² оказалась существенно выше – 560 ± 180 кэВ [125], что может быть связано как с несколько большей интенсивностью, приводящей к более эффективному ускорению электронов за счёт релятивистских эффектов, так и с значительными отличиями в свойствах формируемой под действием предимпульсов преплазмы, о чём свидетельствуют данные оптической диагностики.

Формирование плотного преплазменного слоя может также происходить и на поверхности мишени из плавленого кварца, но его продольный размер, согласно данным оптической диагностики, оказывается значительно меньше, чем на металлических мишенях, в силу более высокого порога пробоя. Отсутствие диссипации в разреженной преплазме может способствовать доставке энергии лазерного излучения до плотных слоёв плазмы, увеличивая количество нагреваемых электронов. Об этом свидетельствует

возросшее число регистрируемых за один лазерный импульс рентгеновских квантов (от 0.1 до 0.7) по сравнению с железной мишенью при тех же условиях эксперимента в случае контраста «3», и средняя энергия электронов, которая составила 300 ± 35 кэВ, что превышает значение в 175 ± 15 кэВ для железной мишени. Механизмом ускорения электронов для диэлектрической мишени в данных условиях может быть резонансное поглощение.

По всей видимости, наличие преплазмы с сложным профилем, имеющей область с близкой к критической плотностью, играет определяющую роль в процессе ускорения электронов. Формирование лишь, хотя и длинного (до нескольких десятков микрон), преплазменного слоя малой плотности, создаваемого коротким предимпульсом на наносекундном масштабе времени (тип контраста «2»), не приводит к росту энергии горячих электронов в плазме на поверхности железной мишени. Средняя энергия электронов снизилась по сравнению с высоким контрастом (тип «1») до величины в 200 ± 10 кэВ при интенсивности в 2×10^{18} Вт/см².

Удлинение лазерного импульса до 350 фс (при той же его энергии, положительный знак фазовой модуляции) ведёт к понижению энергии электронов в плазме (до ~50 кэВ при интенсивности около 2.3×10^{17} Вт/см²) железной мишени как для высокого контраста (тип «1»), так и для контраста «2», когда присутствует предимпульс на наносекундном масштабе времени. Как показывают данные оптической диагностики, воздействие короткого предимпульса на поверхность железной мишени приводит к образованию облака преплазмы, которое, однако, к моменту прихода основного импульса через 12.5 нс успевает разлететься. В этом случае условия воздействия основного импульса как при наличии предимпульса (тип «2»), так и в его отсутствии (тип «1»), по всей видимости, оказываются в целом схожими, а механизмом ускорения электронов, вероятно, является вакуумный нагрев.

Совершенно противоположный эффект наблюдается при низком пикосекундном контрасте лазерного импульса (тип «3»). Рост длительности импульса вкупе с наличием длинного преплазменного слоя с близкой к критической плотностью сопровождается возбуждением в плазме нового горячего электронного компонента. В плазме, создаваемой импульсом длительностью 350 фс с положительным знаком фазовой модуляции, появляются горячие электроны с средней энергией 380 ± 30 и 870 ± 80 кэВ для железной и свинцовой мишеней при интенсивностях 8×10^{16} и 12×10^{16} Вт/см², соответственно. При этом наблюдаемый эффект не зависит от знака фазовой модуляции растянутого во времени импульса. Для отрицательного «чирпа» лазерного импульса соответствующие оценки на средние энергии электронов составили 290 ± 20 и 960 ± 170 кэВ.

Предположительно, наблюдаемые результаты можно объяснить стохастическим нагревом электронов в плазме. Так, увеличение длительности импульса приводит к росту пространственного размера области перекрытия падающего и отражённого от поверхности лазерного излучения с 7 мкм (при длительности в 45 фс) до 50 мкм (при 350 фс). Учитывая, что эта область целиком лежит в преплазменном слое, может происходить более эффективный набор электронами энергии. Тем не менее, результат требует более детального изучения с применением численных расчётов.

О тесной связи наблюдаемых результатов по ускорению электронов и сложной формы преплазменного слоя говорит также и тот факт, что удлинение импульса не приводит к возбуждению нового механизма генерации электронов в плазме диэлектрической мишени, над поверхностью которой формирования протяжённой преплазмы не происходит. Средняя энергия быстрых электронов с ростом длительности импульса падает до 60 ± 10 кэВ.

4.6 Численное моделирование релятивистского лазерно-плазменного взаимодействия методом PIC-кода

В помощь экспериментальным исследованиям нашими коллегами А.В. Брантовым и В.Ю. Бычковым из совместной лаборатории релятивистской лазерной плазмы МЛЦ МГУ и Физического Института РАН было проведено численное двумерное моделирование лазерно-плазменного взаимодействия методом частицы в ячейке (с помощью кода Mandor [74]). Лазерный импульс с длиной волны 1 мкм, длительностью 50 и 300 фс, *p*-поляризацией фокусировался на мишень, представляющую собой фольгу, толщиной 5 мкм и плотностью, в 2 раза превышающей критическую. Размер фокального пятна составлял 4 мкм, а пиковая интенсивность – 10^{18} Вт/см². Преплазма моделировалась в виде двух отдельных профилей с разным наклоном (Рис.4.19(а)), спадающим от поверхности мишени, а также в виде их суммы (Рис.4.19(в)). Первый, более резкий, спадал от одной критической плотности до нуля на расстоянии ~ 10 длин волн. Второй, более плавный, простирался на 80 микрон, а его плотность вблизи поверхности могла изменяться. Точка перегиба по шкале плотности изменялась от 0.1 до 0.5 критических (Рис.4.19(в)). Таким образом, моделирование было проведено в условиях, отдалённо схожих, согласно вышеизложенным представлениям, с экспериментальными.

Спектры электронов при разных начальных условиях взаимодействия представлены на Рис.4.19 (б,г). На достаточно резкой границе средняя энергия электронов оказывается наименьшей, около 480 кэВ, что, по всей видимости, связано с высоким коэффициентом

отражения от границы мишени и малой толщиной слоя с плотностью в четверть критической, где идёт эффективная раскачка волны электронной плотности. Важно отметить, что поскольку моделирование было двумерным, то максимальные энергии электронов, а, следовательно, и оценки на средние их энергии завышены, поэтому прямое сопоставление с экспериментальными результатами и теоретическими величинами для каких-либо механизмов генерации электронов не совсем корректно.

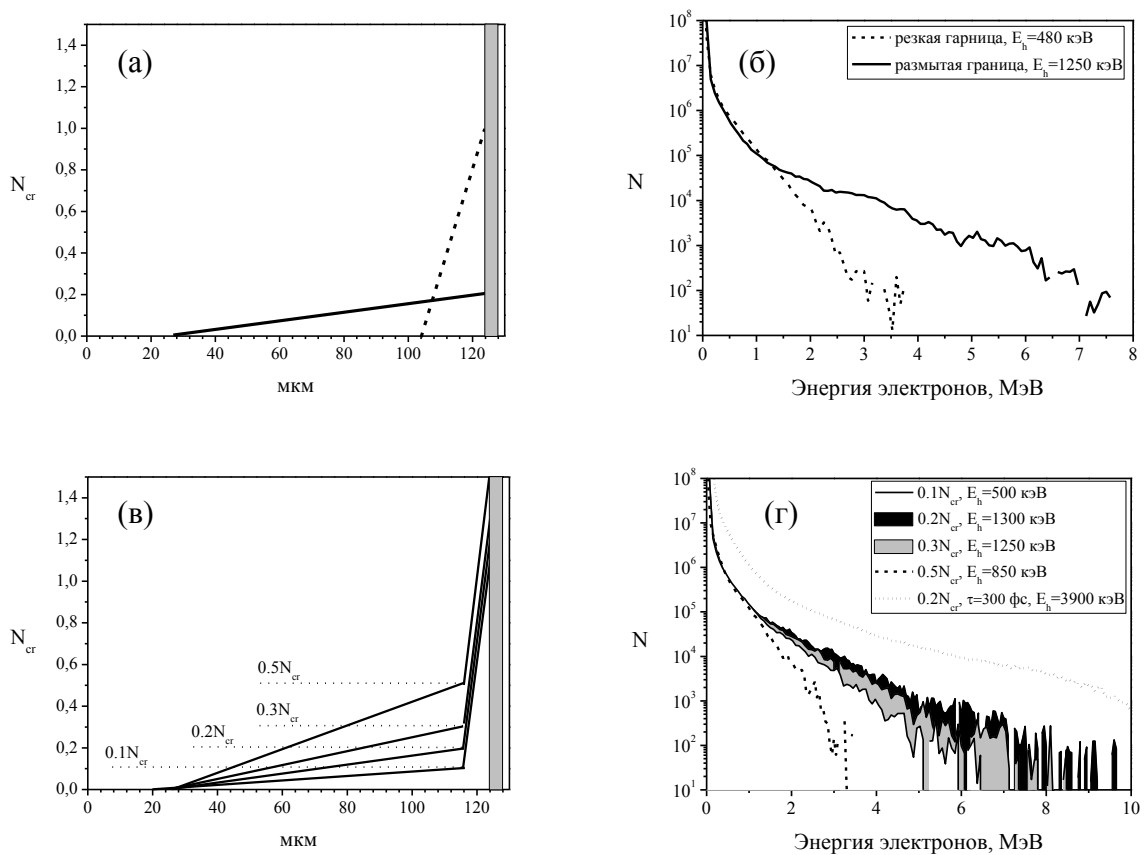


Рис.4.19. Модели мишени с различным преплазменным слоем (а,в), и соответствующие им энергетические спектры электронов (б,г). На спектрах также указана средняя энергия электронов, полученная из аппроксимации «хвоста» распределения.

Добавление к резкой границе длинного неплотного слоя приводит к новому интересному результату. Средняя энергия быстрых частиц оказывается очень чувствительной к наклону неплотного слоя и точке перегиба двух профилей. Так максимальная энергия электронов в ~ 1300 кэВ достигается для точки перегиба, находящейся по шкале плотности на уровне 0.2-0.3 критических. Вероятно, это связано с тем, что именно в этой области происходит эффективная раскачка электронной волны, которая более того подпитывается энергией лазерного излучения с двух сторон: с одной

стороны – это падающий импульс, а с другой – отражённый импульс от резкой границы, которая находится сразу за слоем с плотностью в четверть критической. К сожалению, изучения фазовых траекторий частиц не проводилось, и сказать, какой механизм ответственен за генерацию электронов нельзя, но можно предположить, что это есть проявление стохастического нагрева или параметрического рассеяния. Перемещение точки перегиба в менее плотную область (до 0.1 критической) понижает энергию электронов (до 500 кэВ) за счёт того, что область $n_{cr}/4$ оказывается внутри крутого профиля, где велико отражение и мала толщина самого слоя для эффективной раскачки частиц. Подъём точки перегиба до 0.5 критических также понижает энергию электронов (до 850 кэВ), видимо, вследствие того, что ситуация приближается к случаю крутого профиля, то есть уменьшается продольный размер области, где возбуждается волна электронной плотности.

Для профиля с оптимальным из исследованных значением точки перегиба (0.2 критических) был посчитан спектр для длительности импульса в 300 фс. Его интенсивность составляла также 10^{18} Вт/см², поскольку при меньших значениях интенсивности правильная работа PIC-кода требует учёта столкновений. Поэтому прямое сравнение с длинным импульсом в эксперименте не совсем корректно. Тем не менее, был получен интересный результат. Как и следовало ожидать, для длинного импульса существенно возрастает количество ускоряемых частиц. Однако одновременно с этим аппроксимация самой высокоэнергетичной части спектра (в диапазоне 6-8 МэВ) показывает, что сильно возрастает и энергия электронов (до 3.9 МэВ против ~1.3 МэВ для короткого импульса в том же диапазоне энергий), чего не должно быть в случае, если энергия частиц определяется лишь интенсивностью греющего импульса. То есть имеет место еще и зависимость от длительности.

Наконец был также проведён расчёт для преплазменного слоя, состоящего только лишь из длинной неплотной части. В этом случае значение плотности ~0.2 критических оказывается вблизи резкой границы мишени. Но поскольку область с близким значением плотности продольно вытянута, то генерация быстрых частиц также происходит. Их энергия достигает 1250 кэВ, что близко к случаю, когда точка перегиба двух профилей находится в районе плотности 0.2 критических. Но небольшое отличие от профиля с двумя наклонами всё же есть: в ситуации одного длинного наклона максимальная энергия частиц достигает 8 МэВ, в то время как для двух наклонов спектр тянется до 10 МэВ. Возможно, появление таких электронов и есть проявление того, что в случае сложного профиля возбуждается новый механизм ускорения электронов, который на коротком

импульсе развиваться еще не успевает, тогда как для длинного импульса проявляет себя уже в полной мере.

Таким образом, возвращаясь к экспериментальным результатам, на ускорение электронов существенное влияние оказывает не только длина преплазменного слоя, но также и его профиль. Возрастание энергии электронов на металлических мишенях при ухудшении пикосекундного контраста может быть связано с образованием под действием предимпульсов длинного плотного слоя, в котором могут действовать механизмы раскачки электронной волны. Увеличение длительности лазерного импульса может приводить к появлению в плазме электронов с аномально высокой энергией и возбуждению нового механизма их генерации. На относительно резкой границе, где велико отражение, средняя энергия оказывается меньше.

4.7 Основные выводы к Главе IV

В результате проведенных исследований взаимодействия лазерного импульса с интенсивности порядка релятивистской с варьируемым контрастом получены результаты, по которым можно сделать следующие выводы:

1) на резкой границе металлической мишени с характерным пространственным масштабом разлёта облака преплазмы менее одной длины волны, происходит генерация быстрых электронов с средними энергиями 95 и 270 кэВ при интенсивностях лазерного импульса 7×10^{17} и 20×10^{17} Вт/см², соответственно. Близость полученных оценок и теоретических ожиданий в 120 и 300 кэВ, позволяют предположить, что основным механизмом генерации быстрых электронов в данных условиях является пондеромоторное ускорение и $\vec{j} \times \vec{B}$ нагрев;

2) воздействие на мишень импульса с высоким уровнем усиленной спонтанной люминесценции (около 10^{-5}) приводит к формированию над поверхностью металлических (железо и свинец) мишеней протяжённой преплазмы с продольным размером до нескольких десятков длин волн. При распространении в облаке преплазмы лазерный импульс может испытывать самофокусировку, повышающую его пиковую интенсивность. В области преплазмы с близкой к критической плотностью может идти возбуждение релятивистских механизмов генерации электронов, таких как ускорение в плазменной волне, образующейся при параметрическом рассеянии. Так оценка на среднюю энергию быстрых электронов для железной мишени составила 175 кэВ при интенсивности 7×10^{17} Вт/см², а для свинцовой мишени – 560 кэВ при 10^{18} Вт/см²;

3) увеличение длительности импульса при сохранении его энергии ведёт к появлению в плазме, создаваемой на поверхности мишени с протяженным

преплазменным слоем высоким уровнем усиленной спонтанной люминесценции (около 10^{-5}) импульса, нового быстрого электронного компонента. Так, при длительности 350 фс и максимальной интенсивности $\sim 10^{17}$ Вт/см² средняя энергия горячих электронов возрастает до 380 и 870 кэВ для мишеней из железа и свинца, соответственно. Эффект не зависит от знака фазовой модуляции лазерного импульса, возникающей при его растяжении во времени;

4) существенным является наличие горячей преплазмы с плотностью близкой к критической. Возрастания энергии электронов не наблюдается для длинного преплазменного слоя низкой плотности, формируемого коротким предимпульсом, опережающим основной импульс на несколько наносекунд;

5) эффекта появления в плазме нового электронного компонента не происходит при удлинении импульса (при сохранении его энергии) с высоким контрастом, а также с использованием мишени с высоким порогом пробоя, когда продольный размер преплазмы оказывается существенно меньше (не более нескольких длин волн). Средняя энергия горячих электронов в обоих случаях существенно понижается (до нескольких десятков кэВ) согласно уменьшению интенсивности;

6) согласно данным теневого фотографирования облака плазмы, формируемого коротким импульсом, размер и форма облака существенным образом зависят от типа используемых мишеней. Так, на поверхности железной мишени спустя 12 нс после воздействия импульса наблюдается полупрозрачное облако с продольным размером около 50 мкм. В случае свинцовой мишени плотность плазменного факела оказывается выше, чем на железной, что говорит о более интенсивном выносе вещества с поверхности, но продольный размер несколько меньше – около 25 мкм. В то же время в случае диэлектрической мишени продольный размер облака оказывается существенно меньше (около 10-15 мкм), а сам факел практически полностью рассеивается на временах свыше 10 нс;

7) численное моделирование лазерно-плазменного взаимодействия показало, что в условиях протяжённого преплазменного слоя субкритической плотности происходит более эффективное ускорение электронов в области с плотностью в четверть критической. Их средняя энергия по сравнению с резкой границей, когда велико отражение излучения от поверхности, возрастает с 480 до ~ 1300 кэВ. Сильное влияние на генерацию частиц оказывает профиль сложной формы, состоящий из двух наклонов. Нахождение точки перегиба в области плотности $n_{cr}/4$ может приводить к действию новый механизм ускорения электронов до аномально высоких энергий (свыше 1 МэВ).

Заключение

В диссертационной работе проведено исследование влияния контраста фемтосекундного лазерного импульса с интенсивностью от умеренной до релятивистской на формирование горячего электронного компонента в плазме, создаваемой этим импульсом на поверхности жидких и твёрдых мишеней. Обнаружена ключевая роль формы и амплитуды предимпульсов, опережающих основной импульс на нано- и пикосекундных масштабах времени в появлении в плазме электронов с аномально высокой средней энергией.

Помимо этого, разработана методика оценки параметров плазмы, включающая в себя экспериментальное измерение спектра жёсткого рентгеновского излучения плазмы и численное восстановление исходного спектра плазмы с учётом его искажений регистрации. Методика позволяет восстановить форму исходного спектра плазмы по измеренному и сделать оценки на средние энергии горячих электронных компонентов плазмы.

Показано, что установка коллиматоров и фильтров на пути квантов от плазмы до детектора может внести существенные искажения в форму регистрируемого спектра, и поэтому требует должной аккуратности. В частности, коллиматор должен состоять как минимум из двух формирующих пучок фотонов отверстий для предотвращения попадания в детектор рассеянных квантов с меньшей относительно исходной энергией, а установка фильтров для отсека низкоэнергетичных квантов, не представляющих интерес с точки зрения определения температуры наиболее высокоэнергетичного электронного компонента, должна производиться до коллимации пучка, аналогично, с целью предотвращения регистрации рассеянных в веществе фильтра фотонов.

В среде программирования LabView создана программа для моделирования методом Монте-Карло регистрации рентгеновских квантов наиболее распространёнными сцинтилляционными детекторами на кристалле NaI и учёта физических процессов взаимодействия рентгеновских квантов с веществом, приводящих к искажениям формы измеряемого спектра относительно исходного спектра плазмы.

По основным экспериментальным результатам диссертационной работы можно сделать следующие выводы:

1. Обнаружено существенное влияние предимпульса на наносекундном масштабе времени на ускорение электронов и генерацию жесткого рентгеновского излучения в плазме, создаваемой на поверхности мишени в жидкой фазе:

- 1) в отсутствии предимпульса параметры плазмы расплавленного галлия схожи с свойствами плазмы, создаваемой на поверхности твердотельной мишени. Энергия горячих электронов в плазме составляет 18 ± 2 кэВ, что находится в разумном согласии с теоретической оценкой для механизма резонансного поглощения в слое с критической плотностью;
- 2) при введении предимпульса, опережающего основной импульс на несколько наносекунд и имеющего энергию от десяти до нескольких сотен мкДж, что соответствует его интенсивности от 10^{14} до 5×10^{15} Вт/см², наблюдается возрастание средней энергии быстрых электронов в плазме, достигающей максимума в 75 кэВ при энергии предимпульса ~ 30 мкДж (и его интенсивности около 10^{15} Вт/см²), и увеличение выхода жёсткого рентгеновского излучения в диапазон > 3 кэВ более чем в 60 раз по сравнению с случаем без предимпульса;
- 3) энергии медленных и быстрых ионов, вылетающих из плазмы в вакуум, падают с ростом энергии предимпульса, что связано с формированием размытого преплазменного слоя, препятствующего формированию сильного амбиполярного поля, ускоряющего положительно заряженные частицы. При этом скорости быстрых ионов в направлении отражённого от поверхности излучения превышают скорости быстрых частиц, вылетающих вдоль нормали к мишени, что может объясняться как искажением поверхности жидкой мишени под воздействием предимпульса, так и проявлением релятивистских механизмов ускорения частиц вдоль волнового вектора;
- 4) параметры плазмы слабо зависят от направления линейной поляризации лазерного излучения. При наименьшей амплитуде предимпульса поглощение энергии при s-поляризации вероятно обеспечивается за счёт формирования небольшого квазистабильного кратера на поверхности мишени, в то время как при повышении энергии предимпульса ускорение электронов при s-поляризации обуславливается сильным искажением поверхности мишени;
- 5) воздействие на мишень из расплавленного галлия фемтосекундного импульса с энергией от 30 до 200 мкДж и интенсивностью от 1.5×10^{15} до 10^{16} Вт/см² ведёт к формированию на поверхности мишени повторяющихся от выстрела к выстрелу микроструктур в виде плотных струй, вылетающих от поверхности, длина которых в зависимости от энергии импульса достигает 50 мкм, а время существования от момента формирования до размытия – около 15 нс;
- 6) согласно данным численного моделирования методом PIC-кода, при взаимодействии лазерного импульса с плазменными структурами в виде плотных

струй микромасштаба наблюдаются эффекты усиления локального электрического поля на их поверхности, что приводит к стохастическому характеру движения электронов вдоль структур и, как следствие, более эффективному набору энергии частицами;

7) механизм формирования микроструктур является отличным от однородного разлёта плазмы и связан, по всей видимости, с гидродинамическими эффектами, возникающими в результате ударного (сверхкороткого) характера воздействия предимпульса на мишень.

2. Показана ключевая роль преплазменного слоя в ускорении электронов в плазме, создаваемой лазерным импульсом субрелятивистской на поверхности твердотельных мишеней:

1) на резкой границе металлической мишени с характерным пространственным масштабом разлёта облака преплазмы менее одной длины волны, происходит генерация быстрых электронов с средними энергиями 95 и 270 кэВ при интенсивностях лазерного импульса 7×10^{17} и 20×10^{17} Вт/см², соответственно. Близость полученных оценок и теоретических ожиданий в 120 и 300 кэВ, позволяют предположить, что основным механизмом генерации быстрых электронов в данных условиях является пондеромоторное ускорение и $\vec{j} \times \vec{B}$ нагрев;

2) воздействие на мишень импульса с высоким уровнем усиленной спонтанной люминесценции (около 10^{-5}) приводит к формированию над поверхностью металлических (железо и свинец) мишеней протяжённой преплазмы с продольным размером до нескольких десятков длин волн. При распространении в облаке преплазмы лазерный импульс может испытывать самофокусировку, повышающую его пиковую интенсивность. В области преплазмы с близкой к критической плотностью может идти возбуждение релятивистских механизмов генерации электронов, таких как ускорение в плазменной волне, образующейся при параметрическом рассеянии. Так оценка на среднюю энергию быстрых электронов для железной мишени составила 175 кэВ при интенсивности 7×10^{17} Вт/см², а для свинцовой мишени – 560 кэВ при 10^{18} Вт/см²;

3) увеличение длительности импульса при сохранении его энергии ведёт к появлению в плазме, создаваемой на поверхности мишени с протяженным преплазменным слоем высоким уровнем усиленной спонтанной люминесценции (около 10^{-5}) импульса, нового быстрого электронного компонента. Так, при длительности 350 фс и максимальной интенсивности $\sim 10^{17}$ Вт/см² средняя энергия горячих электронов возрастает до 380 и 870 кэВ для мишеней из железа и свинца,

соответственно. Эффект не зависит от знака фазовой модуляции лазерного импульса, возникающей при его растяжении во времени;

4) существенным является наличие горячей преплазмы с плотностью, близкой к критической. Возрастания энергии электронов не наблюдается для длинного преплазменного слоя низкой плотности, формируемого коротким предимпульсом, опережающим основной импульс на несколько наносекунд;

5) эффекта появления в плазме нового электронного компонента не происходит при удлинении импульса (при сохранении его энергии) с высоким контрастом, а также с использованием мишени с высоким порогом пробоя, когда продольный размер преплазмы оказывается существенно меньше (не более нескольких длин волн). Средняя энергия горячих электронов в обоих случаях существенно понижается (до нескольких десятков кэВ) согласно уменьшению интенсивности;

6) согласно данным теневого фотографирования облака плазмы, формируемого коротким импульсом, размер и форма облака существенным образом зависят от типа используемых мишеней. Так, на поверхности железной мишени спустя 12 нс после воздействия импульса наблюдается полупрозрачное облако с продольным размером около 50 мкм. В случае свинцовой мишени плотность плазменного факела оказывается выше, чем на железной, что говорит о более интенсивном выносе вещества с поверхности, но продольный размер несколько меньше – около 25 мкм. В то же время в случае диэлектрической мишени продольный размер облака оказывается существенно меньше (около 10-15 мкм), а сам факел практически полностью рассеивается на временах свыше 10 нс;

7) численное моделирование лазерно-плазменного взаимодействия показало, что в условиях протяженного преплазменного слоя субкритической плотности происходит более эффективное ускорение электронов в области с плотностью в четверть критической. Их средняя энергия по сравнению с резкой границей, когда велико отражение излучения от поверхности, возрастает с 480 до ~1300 кэВ. Сильное влияние на генерацию частиц оказывает профиль сложной формы, состоящий из двух наклонов. Нахождение точки перегиба в области плотности $n_{cr}/4$ может приводить к действию новый механизм ускорения электронов до аномально высоких энергий (свыше 1 МэВ).

Благодарности

В завершении диссертационной работы благодарю своего научного руководителя д.ф.-м.н. профессора Андрея Борисовича Савельева-Трофимова за внимательное руководство, постановку интересных задач и доброе отношение. Особую благодарность выражаю своему научному руководителю при написании дипломной работы Дарье Сергеевне Урюпиной за неоценимый переданный опыт в проведении экспериментов, содействие и помощь в любую минуту. Благодарю Сергея Шуляпова, работа с которым была плодотворной и интересной, и Волкова Романа Валентиновича за предоставленное излучение лазера на кристалле Ti:Sa.

Благодарю Игоря Александровича Кудинова за многократную помощь в наладке и ремонте экспериментального оборудования.

Отдельную благодарность выражаю А.А. Пасхалову и Н.В. Ерёмину за предоставленные сцинтилляционные детекторы, с помощью которых были получены основные результаты данной работы, А.В. Брантову и В.Ю. Быченкову за проведение численного моделирования лазерно-плазменного взаимодействия, М.Е. Поварницыну за гидродинамический расчёт разлёта плазмы, а также Р.М. Джилкибаеву, А.А. Туринге и А.М. Лапику за ценные советы при разработке методики рентгеновской диагностики плазмы. Благодарю А.П. Шкуринова и И.А. Ожередова за предоставленное время для работы с излучением лазера на частоте повторения импульсов в 1 кГц.

Благодарю Виктора Большакова, Алексея Воробьёва, Григория Головина, Фёдора Потемкина, Ирину Жвания, Алексея Ларькина и всех сотрудников, аспирантов и студентов лабораторий Релятивистской лазерной плазмы и Сверхсильных световых полей за поддержку, помощь и дружескую атмосферу.

Список литературы

- 1 P. Gibbon “Short Pulse Laser Interactions with Matter”, Imperial College Press, London, 2005;
- 2 D. Umstadter, “Relativistic laser-plasma interactions” // J. Phys. D, **36**, 151-165 (2003);
- 3 G.A. Mourou, T.Tajima, S.V. Bulanov “Optics in the relativistic regime” // Rev. Mod. Phys., **78**, 309-371 (2006);
- 4 K.W.D. Ledingham and W. Galster “Laser-driven particle and photon beams and some applications” // New J. Phys., **12**, 045005 (2010);
- 5 А.В. Андреев, В.М. Гордиенко, А.Б. Савельев, “Ядерные процессы в высокотемпературной плазме индуцируемой сверхкоротким лазерным импульсом” // Квантовая Электроника, **31**, 941-956 (2001);
- 6 E.G. Gamaly, A.V. Rode, B. Luther-Davies, and V.T. Tikhonchuk, “Ablation of solids by femtosecond lasers: Ablation mechanism and ablation thresholds for metals and dielectrics” // Phys. Plasmas, **9**, 949-957 (2002);
- 7 H. Sch, “Breakdown threshold and plasma formation in femtosecond laser – solid interaction” // J. Opt. Soc. Am. B, **13**, 216-222 (1996);
- 8 P. Gibbon, R. Forster “Short-pulse laser-plasma interactions” // Plasma Phys. Control. Fusion, **38**, 769-793 (1996);
- 9 K. Wharton, S. Hatchett, S. Wilks, M. Key, J. Moody, V. Yanovsky, A. Offenberger, B. Hammel, M. Perry, and C. Joshi, “Experimental measurements of hot electrons generated by ultraintense ($>10^{19}$ W/cm²) laser-plasma interactions on solid-density targets” // Phys. Rev. Lett., **81**, 822–825 (1998);
- 10 V.M. Gordienko, I.M. Lachko, P.M. Mikheev, A.B. Savel’ev, D.S. Uryupina and R.V. Volkov “Experimental characterization of hot electron production under femtosecond laser plasma interaction at moderate intensities” // Plasma Phys. Control. Fusion, **44**, 2555-2568 (2002);
- 11 G. Malka and J.L. Miquel, “Experimental confirmation of ponderomotive-force electrons produced by and ultrarelativistic laser pulse on a solid target” // Phys. Rev. Lett., **77**, 75-79 (1996);
- 12 H. Cai, W. Yu, S. Zhu and C. Zheng, “Short-pulse laser absorption via JxB heating in ultrahigh intensity laser plasma interaction” // Phys. Plasmas, **13**, 11310 (2006);
- 13 J. Faure, Y. Glinec, A. Pukhov, S. Kiselev, S. Gordienko, E. Lefebvre, J.-P. Rousseau, F. Burgy and V. Malka, “A laser-plasma accelerator producing monoenergetic electron beams” // Nature, **431**, 541-544 (2004);

- 14 Y. Sentoku, V.Yu. Bychenkov, K. Flippo, A. Maksimchuk, K. Mima, G. Mourou, Z.-M. Sheng and D. Umstadter, “High-energy ion generation in interaction. of short laser pulse with high-density plasma” // *Appl. Phys. B*, **74**, 207-215 (2002);
- 15 N. Bruner, E. Schleifer, T. Palchan, S. Pikuz, Sh. Eisenmann, M. Botton, D. Gordon, A. Zigler, “Generation of fast protons by interaction of modest laser intensities with H₂O “snow” nano-wire targets” // *Nucl. Instr. Meth. A*, **653**, 156-158 (2011);
- 16 M. Passoni, L. Bertagna and A. Zani, “Target normal sheath acceleration: theory, comparison with experiments and future perspectives” // *N. J. Phys.*, **12**, 045012 (2010);
- 17 M. Murnane, C. Kapteyn, M. Rosen, R. Falcone, “Ultrafast X-ray pulses from laser-produced plasmas” // *Science*, **251**, 531-536 (1991);
- 18 D.W. Forslund, K.M. Kindel, K. Lee, E.L. Lindman, and R.L. Morse “Theory and simulation of resonant absorption in a hot plasma” // *Phys.Rev.A*, **11**, 679-683 (1975);
- 19 A.A. Andreev, K.Yu. Platonov, J.-C. Gauthier “Skin effect in strongly inhomogeneous laser plasmas with weakly anisotropic temperature distribution” // *Phys. Rev E*, **58**, 2424-2430 (1998);
- 20 F. Brunel “Not-so-resonant, resonant absorption”, *Phys. Rev. Lett.*, **59**, 52-55 (1987);
- 21 W.L. Kruer and K. Estabrook, “JxB heating by very intense laser light” // *Phys. Fluids*, **28**, 430-432 (1985);
- 22 T. Tajima and J.M. Dawson, “Laser electron acceleration” // *Phys. Rev. Lett.*, **43**, 267-270 (1979);
- 23 F. Amiranoff, S. Baton, D. Bernard, B. Cros, D. Descamps, F. Dorchies, F. Jacket, V. Malka, J.R. Marques, G. Matthieussent, P. Mine, A. Modena, P. Mora, J. Morillo and Z. Najmudin, “Observation of laser wakefield acceleration of electrons” // *Phys. Rev. Lett.*, **81**, 995-998 (1998);
- 24 Z.-M. Sheng, K. Mima, Y. Sentoku, M. Jovanović, T. Taguchi, J. Zhang and J. Meyer-ter-Vehn, “Stochastic heating and acceleration of electrons in colliding laser fields in plasma” // *Phys. Rev. Lett.*, **88**, 055004 (2002);
- 25 V.S. Rastunkov and V.P. Krainov, “Electron stochastic heating in the interaction of a short laser pulse with overdense plasma” // *Laser Phys.*, **15**, 262-267 (2005);
- 26 Y. Li, J. Zhang, L. Chen, Y. Mu, T. Liang, Z. Wei, Q. Dong, Z. Chen, H. Teng, S. Chun-Yu, W. Jiang, Z. Zheng, and X. Tang, “Hot electrons in the interaction of femtosecond laser pulses with foil targets at a moderate laser intensity” // *Phys. Rev. E*, **64**, 046407 (2001);

- 27 H. Chen, S.C. Wilks, W.L. Kruer, P.K. Patel and R. Shepherd, “Hot electron energy distributions from ultraintense laser solid interactions” // *Physics of Plasmas* **16**, 020705 (2009).
- 28 X.H. Yuan, Y.T. Li, M.H. Xu, Z.Y. Zheng, Q.Z. Yu, W.X. Liang, Y. Zhang, F. Liu, J. Bernhardt, S.J. Wang, Z.H. Wang, W.J. Ling, Z.Y. Wei, W. Zhao and J. Zhang, “Effective fast electron acceleration along the target surface” // *Optics Express* **16**, 81-86 (2008);
- 29 F.N. Beg, A.R. Bell, A.E. Dangor, C.N. Danson, A.P. Fews, M.E. Glinsky, B.A. Hammel, P. Lee, P.A. Norreys and M. Tatarakis, “A study of picosecond laser–solid interactions up to 10^{19} W/cm²” // *Phys. Plasmas* **4**, 447-457 (1997);
- 30 D.W. Forslund, J.M. Kindel, and K. Lee, “Theory of hot-electron spectra at high laser intensity” // *Phys. Rev. Lett.*, **39**, 284-288 (1977);
- 31 Z. Li, H. Daido, A. Fukumi, A. Sagisaka, K. Ogura, M. Nishiuchi, S. Orimo, Y. Hayashi, M. Mori, M. Kado, S.V. Bulanov, T.Zh Esirkepov, Y. Oishi, T. Nayuki, T. Fujii K. Nemoto, S. Nakamura and A. Noda, “Measurement of energy and angular distribution of hot electrons and protons emitted from a *p*- and *s*-polarized intense femtosecond laser pulse driven thin foil target” // *Phys. Plasmas*, **13**, 043104 (2006);
- 32 В.В. Большаков, А.А. Воробьёв, А.Б. Савельев, Р.В. Волков, Н.В. Ерёмин, А.А. Пасхалов, “Эффективная генерация релятивистских электронов при воздействии на мишень последовательностью из двух фемтосекундных лазерных импульсов с наносекундной задержкой” // *Письма в ЖЭТФ*, **88**, 415-420 (2008);
- 33 G. Mourou, “More intense, shorter pulses” // *Science*, **331**, 41-42 (2011);
- 34 L.-L. Yu, H. Xu, W.-M. Wang, Z.-M. Sheng, B.-F. Shen, W. Yu and J. Zhang, “Generation of tens GeV quasi-monoenergetic proton beams from a moving double layer formed by ultraintense lasers at intensity 10^{21} - 10^{23} W cm⁻²” // *New J. Phys.*, **12**, 045021 (2010);
- 35 Y. Li, J. Zhang, Z. Sheng, H. Teng, T. Liang, X. Peng, X. Lu and X. Tang, “Spatial Distribution of High-Energy Electron Emission from Water Plasmas Produced by Femtosecond Laser Pulses” // *Phys. Rev. Lett.*, **90**, 165002 (2003);
- 36 J. Son, M. Cho, D. Kim, B. Ahn, and J. Kim, “Prepulse effect on laser-induced water-window radiation from a liquid nitrogen jet” // *Appl. Phy. Lett.*, **90**, 261502 (2007);
- 37 S. Bastiani, A. Rousse, J.P. Geindre, P. Audebert, C. Quiox, G. Hamoniaux, A. Antonetti and J.-C. Gauthier, “Experimental study of the interaction of subpicosecond laser pulses with solid targets of varying initial scale lengths” // *Phys. Rev. E*, **56**, 7179-7185 (1997);
- 38 M.-P. Liu, H.-C. Wu, B.-S. Xie, X.-R. Hong, S. Zhang and M. Y. Yu, “Electron acceleration by intense short laser pulse in the preplasma of a target” // *Phys. Plasmas*, **16**, 083104 (2009);

-
- 39 W. Wang, J. Liu, Y. Cai, C. Wang, L. Liu, C. Xia, A. Deng, Y. Xu, Y. Leng, R. Li, and Z. Xu, “Angular and energy distribution of fast electrons emitted from a solid surface irradiated by femtosecond laser pulses in various conditions” // *Physics of Plasmas*, **17**, 023108 (2010);
- 40 M. Santala, M. Zepf, I. Watts, F.N. Beg, E. Clark, M. Tatarakis, K. Krushelnick, A.E. Dangor, T. McCanny, I. Spencer, R.P. Singhal, K.W. Ledingham, S.C. Wilks, A.C. Machacek, J.S. Wark, R. Allott, R.J. Clarke and P.A. Norreys, “Effect of the plasma density scale length on the direction of fast electrons in relativistic laser-solid interactions” // *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 1459-1462 (2000);
- 41 J. Zheng, Z.-M. Sheng, X.-Y. Peng and J. Zhang, “Energetic electrons and protons generated from the interaction of ultrashort laser pulses with microdroplet plasmas” // *Phys. Plasmas*, **12**, 113105 (2005);
- 42 Р.В. Волков, С.А. Гаврилов, Д.М. Галишников, В.М. Гордиенко, П.М. Михеев, А.Б. Савельев, А.А. Серов, “Генерация горячих частиц в фемтосекундной лазерной плазме с использованием твердотельных модифицированных мишеней” // *Квантовая Электроника*, **32**, 241-246 (2001);
- 43 G. Malka, M. Aleanard, J. Chemin, G. Claverie, M. Harston, J. Scheurer, V. Tikhonchuk, S. Fritzler, V. Malka, P. Balcou, G. Grillon, S. Moustazis, L. Notebaert, E. Lefebvre and N. Cochet, “Relativistic electron generation in interactions of a 30 TW laser pulse with a thin foil target” // *Phys. Rev. E*, **66**, 066402 (2002);
- 44 M. Kaluza, J. Schreiber, M.I.K. Santala, G.D. Tsakiris, K. Eidmann, J. Meyer-ter-Vehn and K. J. Witte, “Influence of the laser prepulse on proton acceleration in thin-foil experiments” // *Phys. Rev. Lett.* **93**, 045003 (2004);
- 45 G. Hu, A. Lei, J. Wang, L. Huang, W. Wang, X. Wang, Y. Xu, B. Shen, J. Liu, W. Yu, R. Li and Z. Xu, “Enhanced surface acceleration of fast electrons by using subwavelength grating targets” // *Phys. Plasmas*, **17**, 083102 (2010);
- 46 G. Kulcsar, D. AlMawlawi, F. Budnik, P. Herman, M. Moskovits, L. Zhao and R. Marjoribanks, “Intense picosecond X-Ray pulses from laser plasmas by use of nanostructured ‘Velvet’ targets” // *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 5149–5152 (2000);
- 47 S. Mondal, I. Chakraborty, S. Ahmad, D. Carvalho, P. Singh, A. D. Lad, V. Narayanan, P. Ayyub and G. R. Kumar, “Highly enhanced hard x-ray emission from oriented metal nanorod arrays excited by intense femtosecond laser pulses” // *Phys. Rev. B*, **83**, 035408 (2011);
- 48 T. Ditmire, T. Donnelly, A.M. Rubenchik, R.W. Falcone and M.D. Perry, “Interaction of intense laser pulses with atomic clusters” // *Phys. Rev. A*, **53**, 3379-3402 (1996);

-
- 49 M. Murnane, H.C. Kapteyn, R.W. Falcone, "High density plasmas produced by ultrafast laser pulses" // *Phys. Rev. Lett.*, **62**, 155-158 (1989);
- 50 N.V. Didenko, A.V. Konyashchenko, A.P. Lutsenko, S.Yu. Tenyakov, "Contrast degradation in a chirped-pulse amplifier due to generation of prepulses by postpulses" // *Optics Express*, **16**, 3178-3190 (2008);
- 51 V. Chvykov, P. Rousseau, S. Reed, G. Kalinchenko, and V. Yanovsky, "Generation of 10^{11} contrast 50 TW laser pulses" // *Optics Letters*, **31**, 1456-1458 (2006);
- 52 Y. Jiang, T. Lee, and C.G. Rose-petruck, "Generation of ultrashort hard-x-ray pulses with tabletop laser systems at a 2-kHz repetition rate" // *J. Opt. Soc. Am.*, **20**, 229-237 (2003);
- 53 В.М. Гордиенко, М.В. Курилова, Е.В. Раков, А.Б. Савельев-Трофимов, Д.С. Урюпина, "Высокостабильный плазменный источник, сформированный на поверхности жидкого галлия сверхинтенсивным фемтосекундным лазерным импульсом" // *Квантовая электроника*, **37**, 651-655 (2007);
- 54 K.A. Ivanov, D.S. Uryupina, R.V. Volkov, A.P. Shkurinov, I.A. Ozheredov, A.A. Paskhalov, N.V. Eremin and A.B. Savel'ev, "High repetition rate laser-driven K α X-ray source utilizing melted metal target" // *Nucl. Instrum. Meth. A*, **653**, 58-61 (2011);
- 55 M. Anand, S. Kahaly, G.R. Kumar, M. Krishnamurthy, A.S. Sandhu and P. Gibbon, "Enhanced hard x-ray emission from microdroplet preplasma" // *Appl. Phys. Lett.*, **88**, 181111 (2006);
- 56 G. H. McCall, "Calculation of X-ray bremsstrahlung and characteristic line emission produced by a Calculation of x-ray bremsstrahlung and characteristic line emission produced by a Maxwellian electron distribution" // *J. Phys. D*, **15**, 823 (1982);
- 57 F. Ewald, H. Schwoerer, S. Düsterer, R. Sauerbrey, J. Magill, J. Galy, R. Schenkel, S. Karsch, D. Habs and K. Witte, "Application of relativistic laser plasmas for the study of nuclear reactions" // *Plasma Phys. Control. Fusion*, **45**, A83-A91 (2003);
- 58 J. Galy, M. Maučec, D.J. Hamilton, R. Edwards and J. Magill, "Bremsstrahlung production with high-intensity laser matter interactions and applications" // *N. J. Phys.*, **9**, 23 (2007);
- 59 B. Liesfeld, K.-U. Amthor, F. Ewald, H. Schwoerer, J. Magill, J. Galy, G. Lander and R. Sauerbrey, "Nuclear reactions triggered by laser-accelerated relativistic electron jets" // *Appl. Phys. B*, **79**, 1047-1052 (2004);
- 60 R. Behrens, H. Schwoerer, S. Düsterer, P. Ambrosi, G. Pretzler, S. Karsch and R. Sauerbrey, "A thermoluminescence detector-based few-channel spectrometer for simultaneous detection of electrons and photons from relativistic laser-produced plasmas" // *Rev. Sci. Instrum.*, **74**, 961-968 (2003);

-
- 61 G.A. Baker, “Nonlinear inverse bremsstrahlung and heated-electron distribution” // Phys. Rev. Lett, **44**, 575–579 (1980);
 - 62 P. Porshnev, G. Ferrante and M. Zarcone, “Electron distribution functions in laser-embedded plasmas” // Phys. Rev E, **48**, 2081–2086 (1993);
 - 63 S.A. Uryupin, S. Kato, and K. Mima, “Self-similar electron distribution, inverse bremsstrahlung, and heat flux inhibition in high-Z nonuniform plasmas” // Phys. Plasmas, **2**, 3100-3105 (1995);
 - 64 E. Fourkal, V.Yu. Bychenkov, W. Rozmus, R. Sydora, C. Kirkby, C.E. Capjack, S.H. Glenzer, and H.A. Baldis, “Electron distribution function in laser heated plasmas” // Physics of Plasmas, **8**, 550556 (2001);
 - 65 J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, H. Araujo, P.A. Dubois, M. Asai, G. Barrand, R. Capra, S. Chauvie, R. Chytrcek, G.A.P. Cirrone, G. Cooperman, G. Cosmo, G. Cuttone, G.G. Daquino, M. Donszelmann, M. Dressel, G. Folger, F. Foppiano, J. Generowicz, V. Grichine, S. Guatelli, P. Gumplinger, A. Heikkinen, I. Hrivnacova, A. Howard, S. Incerti, V. Ivanchenko, T. Johnson, F. Jones, T. Koi, R. Kokoulin, M. Kossov, H. Kurashige, V. Lara, S. Larsson, F. Lei, O. Link, F. Longo, M. Maire, A. Mantero, B. Mascialino, I. McLaren, P.M. Lorenzo, K. Minamimoto, K. Murakami, P. Nieminen, L. Pandola, S. Parlati, L. Peralta, J. Perl, A. Pfeiffer, M.G. Pia, A. Ribon, P. Rodrigues, G. Russo, S. Sadilov, G. Santin, T. Sasaki, D. Smith, N. Starkov, S. Tanaka, E. Tcherniaev, B. Tome, A. Trindade, P. Truscott, L. Urban, M. Verderi, A. Walkden, J.P. Wellisch, D.C. Williams, D. Wright, H. Yoshida, “Geant4 developments and applications” // IEEE T. Nucl. Sci., **53**, 270-278 (2006);
 - 66 H.M. Hakimabad, H. Panjeh and A. Vejdani-Noghreiyani, “Response function of a 3×3 in. NaI scintillation detector in the range of 0.081 to 4.438 MeV” // Asian J. Exp. Sci., **21**, 233-237 (2007);
 - 67 N. Ghal-Eh, G.R. Etaati and M. Mottaghian, “Monte Carlo simulation of inorganic scintillators response to Gamma rays: a comparative study” // World Appl. Sci. J., **8**, 784-788 (2010);
 - 68 R.P. Gardner and A. Sood, “A Monte Carlo simulation approach for generating NaI detector response functions (DRFs) that accounts for non-linearity and variable flat continua” Nucl. Instrum. Meth. B, **213**, 87-99 (2004);
 - 69 H. Tawara, S. Sasaki, K. Saito and E. Shibamura, “A Monte-Carlo method for determining absolute scintillation-photon yields and energy resolution of scintillators for Gamma rays” // KEK Proceedings, **200-20**, 152–160 (2000);

-
- 70 К.А. Иванов, Д.С. Урюпина, Н. Моршедиан, Р.В. Волков, А.Б. Савельев, “Ускорение тяжелых многозарядовых ионов при воздействии фемтосекундного лазерного излучения субрелятивистской интенсивности на поверхность расплавленного металла” // Физика Плазмы, **36**, 115-120 (2010);
- 71 K.W.D. Ledingham, I.I. Spencer, T. McCanny, R.P. Singhal, M.I. Santala, E. Clark, I.I. Watts, F.N. Beg, M. Zepf, K. Krushelnick, M. Tatarakis, A.E. Dangor, P.A. Norreys, R. Allott, D. Neely, R.J. Clarke, A.C. Machacek, J.S. Wark, A.J. Cresswell, D.C. Sanderson, J. Magill, “Photonuclear physics when a multiterawatt laser pulse interacts with solid targets” // Phys. Rev. Lett., **84**, 899-902 (2000);
- 72 R.J. Clarke, P.T. Simpson, S. Kar, J.S. Green, C. Bellei, D.C. Carroll, B. Dromey, S. Kneip, K. Markey, P. McKenna, W. Murphy, S. Nagel, L. Willingale, M. Zepf, “Nuclear activation as a high dynamic range diagnostic of laser-plasma interactions” // Nucl. Instrum. Meth. A., **585**, 117-120 (2008);
- 73 D.S. Uryupina, K.A. Ivanov, A.V. Brantov, A.B. Savel'ev, V.Yu. Bychenkov, M.E. Povarnitsyn, R.V. Volkov and V.T. Tikhonchuk, “Femtosecond laser-plasma interaction with prepulse-generated liquid metal microjets” // Phys. Plasmas, **19**, 013104 (2012);
- 74 D.V. Romanov, V.Yu. Bychenkov, W. Rozmus, C.E. Capjack and R. Fedosejevs, “Self-Organization of a Plasma due to 3D Evolution of the Weibel Instability” // Phys. Rev. Lett., **93**, 215004 (2004);
- 75 M.E. Povarnitsyn, T.E. Itina, P.R. Levashov, and K.V. Khishchenko, “Multi-material two-temperature model for simulation of ultra-short laser ablation” // Appl. Surf. Sci., **253**, 6343-6346 (2007);
- 76 V.T. Platonenko, “High-temperature near-surface plasma produced by ultrashort laser pulses” // Laser Physics, **2**, 852-871 (1992);
- 77 А.Ф. Александров, Л.С. Богданкевич, А.А. Рухадзе, “Основы электродинамики плазмы”, Москва: «Высшая школа», 1988;
- 78 Н.И. Коротеев, И.Л. Шумай “Физика мощного лазерного импульса”, Москва: «Наука», 1991;
- 79 W.L. Kruer, “The physics of laser plasma interactions”, Westview Press, New York, 2003;
- 80 H. Ruhl, Y. Sentoku, K. Mima, K.A. Tanaka and R. Kodama, “Collimated electron jets by intense laser-beam-plasma surface interaction under oblique incidence” // Phys. Rev. Lett., **82**, 743-746 (1999);
- 81 V.Malka, A. Lifschitz, J. Faure and Y. Glinec, “Staged concept of laser-plasma acceleration toward multi-GeV electron beams” // Phys. Rev. ST Accel. Beams, **9**, 091301 (2006);

-
- 82 E. Esarey, Ph. Sprangle, J. Krall and A. Ting, “Overview of plasma based accelerator concepts” // IEEE T. Plasma Sci., **24**, 252-288 (1996);
 - 83 A. Modena, Z. Najmudin, A.E. Dangor, C.E. Clayton, K.A. Marsh, C. Joshi, V. Malka, C.B. Daroow, C. Danson, D. Neely and F.N. Walsh, “Electron acceleration from the breaking of relativistic plasma waves” // Nature, **377**, 606-608 (1995);
 - 84 A. Tarasevitch, C. Dietrich, C. Blome, K. Sokolowski-Tinten and D. Linde, “3/2 Harmonic generation by femtosecond laser pulses in steep-gradient plasmas,” Phys. Rev. E, **68**, 026410 (2003);
 - 85 L. Veisz, W. Theobald, T. Feurer, H. Schillinger, P. Gibbon, R. Sauerbrey and M. S. Jovanović, “Three-halves harmonic emission from femtosecond laser produced plasmas,” Phys. Plasmas, **9**, 3197-3200 (2002);
 - 86 S.C. Wilks, W.L. Kruer, E.A. Williams, P. Amendt and D.C. Eder, “Stimulated Raman backscatter in ultraintense, short pulse laser–plasma interactions” // Phys. Plasmas, **2**, 274-279 (1995);
 - 87 W.J. Blyth, S.G. Preston, A.A. Offenberger, M.H. Key, J. S. Wark, Z. Najmudin, A. Modena, A. Djaoui and A. E. Dangor, “Plasma temperature in optical field ionization of gases by intense ultrashort pulses of ultraviolet radiation” // Phys. Rev. Lett. **74**, 554-557 (1995);
 - 88 J. Meyer-ter-Vehn and Z.-M. Sheng, “On electron acceleration by intense laser pulses in the presence of a stochastic field” // Phys. Plasmas, **6**, 641-644 (1999);
 - 89 D. Patin, E. Lefebvre, A. Bourdier and E.D. Humières, “Stochastic heating in ultra high intensity laser-plasma interaction : Theory and PIC code simulations” // Laser and Particle Beams, **24**, 223-230 (2006);
 - 90 H. Xu, Z.-M. Sheng, J. Zhang and X.-T. He, “Stochastic heating and acceleration of electrons by high intensity lasers in inhomogeneous plasmas” // J. Phys. Conf., **112**, 042045 (2008);
 - 91 Jun. Zhang, J. Zhang, Z.M. Sheng, Y.T. Li, Y. Qiu, Z. Jin and H. Teng, “Emission direction of fast electrons in laser-solid interactions at intensities from the nonrelativistic to the relativistic” // Phys. Rev. E, **69**, 046408 (2004);
 - 92 P. Antici, B. Albertazzi, P. Audebert, S. Buffechoux, F. Hannachi, E. D. Humières, F. Gobet, T. Grismayer, A. Mancic, M. Nakatsutsumi, C. Plaisir, L. Romagnani, M. Tarisien, H. Pépin, Y. Sentoku, and J. Fuchs, “Measuring hot electron distributions in intense laser interaction with dense matter” // N J. Phys., **14**, 063023 (2012);
 - 93 D.F. Cai, Y.Q. Gu, Z.J. Zheng, T.S. Wen, S.T. Chunyu, Z.B. Wang, and X.D. Yang, “Experimental study for angular distribution of the hot electrons generated by femtosecond laser interaction with solid targets” // Phys. Plasmas, **10**, 3265-3269 (2003);

-
- 94 Y. Li, J. Zhang, Z. Sheng, J. Zheng, Z. Chen, R. Kodama, T. Matsuoka, M. Tampo, K. Tanaka, T. Tsutsumi and T. Yabuuchi, “High-energy electrons produced in subpicosecond laser-plasma interactions from subrelativistic laser intensities to relativistic intensities” // Phys. Rev. E, **69**, 036405 (2004);
 - 95 Y.T. Li, X.H. Yuan, M.H. Xu, Z.Y. Zheng, Z.M. Sheng, M. Chen, Y.Y. Ma, W.X. Liang, Q.Z. Yu, Y. Zhang, F. Liu, Z.H. Wang, Z.Y. Wei, W. Zhao, Z. Jin, J. Zhang, “Observation of a fast electron beam emitted along the surface of a target irradiated by intense femtosecond laser pulses” // Phys. Rev. Lett., **96**, 165003 (2003);
 - 96 В.В. Большаков, А.А. Воробьёв, Д.С. Урюпина, К.А. Иванов, Н. Моршедиан, Р.В. Волков, А.Б. Савельев-Трофимов, “Особенности генерации горячих электронов в плотной плазме при воздействии фемтосекундным лазерным импульсом субрелятивистской интенсивности” // Квантовая Электроника, **39**, 669-674 (2009);
 - 97 W.P. Wang, W.T. Wang, X.M. Zhang, L.L. Ji, F.C. Wang, M. Wen, J.C. Xu, Y. Cai, Y. Xu, C. Wang, Y.X. Leng, J.S. Liu, R.X. Li, B.F. Shen, and Z.Z. Xu, “Angular distribution of emitted electrons due to intense p-polarized laser foil interaction” // Phys. Plasmas, **17**, 033101 (2010);
 - 98 Ch. Reich, Ch.M. Laperle, X. Li, B. Ahr, F. Benesch and Ch.G. Rose-Petruck, “Ultrafast x-ray pulses emitted from a liquid mercury laser target” // Opt. Lett., **32**, 427-429 (2007);
 - 99 M.B. Smirnov, V.P. Krainov, “Hot electron generation in laser cluster plasma” // Phys. Plasmas, **10**, 443-447 (2003);
 - 100 G.Y. Hu, A.L. Lei, W.T. Wang, X. Wang, L.G. Huang, J.W. Wang, Y. Xu, J.S. Liu, W. Yu, B.F. Shen, R.X. Li and Z.Z. Xu, “Collimated hot electron jets generated from subwavelength grating targets irradiated by intense short-pulse laser” // Phys. Plasmas, **17**, 033109 (2010);
 - 101 P. Rajeev, P. Taneja, P. Ayyub, A. Sandhu and G.R. Kumar, “Metal nanoplasmas as bright sources of hard X-ray pulses” // Phys. Rev. Lett., **90**, 115002 (2003);
 - 102 K. Adumi, K.A. Tanaka, T. Matsuoka, T. Kurahashi, T. Yabuuchi, Y. Kitagawa, R. Kodama, K. Sawai, K. Suzuki, K. Okabe, T. Sera, T. Norimatsu and Y. Izawa, “Characterization of preplasma produced by an ultrahigh intensity laser system” // Phys. Plasmas, **11**, 3721-3725 (2004);
 - 103 T. Yabuuchi, B.S. Paradkar, M.S. Wei, J.A. King, F.N. Beg, R.B. Stephens, N. Nakanii, M. Hatakeyama, H. Habara, K. Mima, K.A. Tanaka and J.T. Larsen, “Transport study of intense-laser-produced fast electrons in solid targets with a preplasma created by a long pulse laser” // Phys. Plasmas, **17**, 060704 (2010);

-
- 104 L.M. Chen, J. Zhang, Y.T. Li, H. Teng, T.J. Liang, Z.M. Sheng, Q.L. Dong, L.Z. Zhao, Z.Y. Wei and X.V. Tang, "Effects of laser polarization on jet emission of fast electrons in femtosecond-laser plasmas" // *Phys. Rev. Lett.*, **87**, 225001 (2001);
- 105 Д.С. Урюпина, М.В. Курилова, Н. Моршедиан, Р.В. Волков, А.Б. Савельев, "Особенности формирования горячей плазмы при воздействии интенсивных фемтосекундных импульсов на поверхность расплавленного металла" // *Вестник МГУ, Серия 3, Физика, Астрономия*, №4, 39-43 (2008);
- 106 Н.Г. Басов, Ю.А. Захаренков, А.А. Рупасов, Г.В. Склизков, А.С. Шиканов, "Диагностика плотной плазмы" Москва, Москва, «Наука», 1989;
- 107 Ю.П. Райзер "Физика газового разряда", Москва, «Наука», 1992;
- 108 A. Rousse, P. Audebert, J. Geindre, F. Fallières, J. Gauthier, A. Mysyrowicz, G. Grillon and A. Antonetti, "Efficient K-alpha x-ray source from femtosecond laser-produced plasmas" // *Phys Rev. E*, **50**, 2200-2207 (1994);
- 109 A. Sefkow, G. Bennett, M. Geissel, M. Schollmeier, B. Franke and B. Atherton, "Efficiency enhancement for K-alpha X-ray yields from laser-driven relativistic Electrons in solids" // *Phys. Rev. Lett.*, **106**, 235002 (2011);
- 110 R.C. Stanley, "Counting statistics in X-ray spectroscopy" // *Br. J. Appl. Phys*, **12**, 503-506 (1961);
- 111 C. Leroy, P. Rancoita, "Principles of radiation interaction in matter and detection", Singapore, World Scientific Publishing Co.Pte.Ltd, 2004;
112. M.F. L'Annunziata, "Handbook of radioactivity analysis, second edition", New York, Academic Press, 2003;
- 113 National Institute of Standards and Technology, <http://physics.nist.gov>.
- 114 В.В. Большаков, А.А. Воробьев, Р.В. Волков, В.А. Князьков, Н.В. Еремин, А.А. Пасхалов, А.П. Шевелько, Е.Д. Казаков, М.Ю. Романовский, А.Б. Савельев, "Получение релятивистской интенсивности с использованием фемтосекундного излучения Ti:Sapphire лазерной системы с пиковой мощностью 0,2 ТВт" // *Прикладная физика*, №1, 18-23 (2009);
- 115 В.В. Большаков, "Генерация горячих электронов при воздействии на конденсированную мишень фемтосекундным лазерным излучением субрелятивистской интенсивности" // Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук, Москва, 2008;
- 116 M.W. Sasnett and T.J. Johnston, "Beam characterization and measurement of propagation attributes" // *Proc. SPIE*, **1414**, Laser Beam Diagnostics, 21 (1991);

-
- 117 Урюпина Д.С. «Формирование быстрых ионов из твердотельной плазмы созданной высококонтрастным фемтосекундным лазерным импульсом» // Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук, Москва, 2006;
- 118 Amptek inc., <http://amptek.com>
- 119 G. Korn, A. Thoss, H. Stiel, U. Vogt, M. Richardson, T. Elsaesser and M. Faubel, “Ultrashort 1-kHz laser plasma hard x-ray source” // *Opt. Lett.*, **27**, 866-868 (2002);
- 120 N. Zhavoronkov, Y. Gritsai, G. Korn and T. Elsaesser, “Ultra-short efficient laser-driven hard X-ray source operated at a kHz repetition rate” // *Appl. Phys. B*, **79**, 663-667 (2004);
- 121 D.W. Forslund and J.U. Brackbill, “Magnetic-field-induced surface transport on laser-irradiated foils” // *Phys. Rev. Lett.*, **48**, 1614-1617 (1982);
- 122 A. Bushman, V.E. Fortov and I.V. Lomonosov, in “High Pressure Equations of State: Theory and Applications, edited by S. Eliezer and R. A. Ricci”, Amsterdam, North Holland, 1991, p. 249;
- 123 D.S. Uryupina, A.V. Brantov, K.A. Ivanov, S.A. Shulyapov, A.S. Larkin, M.E. Povarnitsyn, A.B. Savel'ev, Yu.G. Sokolovskaya, V.Yu. Bychenkov and V.T. Tikhonchuk, “Prepulse induced microstructured plasma with melted and solid targets: formation, properties & prospects to relativistic laser-plasma interaction” // *SPIE proc.* **8779**, accepted (2013);
- 124 H. Cai, K. Mima, A. Sunahara, T. Johzaki, H. Nagatomo, S. Zhu and X.T. He, “Prepulse effects on the generation of high energy electrons in fast ignition scheme” // *Phys. Plasmas*, **17**, 023106 (2010);
- 125 K.A. Ivanov, S.A. Shulyapov, A.A. Turlin, A.V. Brantov, D.S. Uryupina, R.V. Volkov, A.V. Rusakov, R.M. Djilkibaev, V.G. Nedorezov, V.Yu. Bychenkov and A.B. Savel'ev, “X-ray diagnostics of ultrashort laser-driven plasma: experiment and simulations” // *Contr. Plasma Phys.*, **53**, 116-121 (2013);
- 126 К.А. Иванов, С.А. Шуляпов, А.В. Русаков, А.А. Туринге, А.В. Брантов, А.Б. Савельев, Р.М. Джилкибаев, В.Г. Недорезов, Д.С. Урюпина, Р.В. Волков, В.Ю. Быченков, “Новые фотоядерные методы на основе фемтосекундных лазеров” // *ЭЧАЯ*, принято к печати (2013);
- 127 K. Wharton, C. Boley, A. Komashko, A. Rubenchik, J. Zweiback, J. Crane, G. Hays, T. Cowan and T. Ditmire, “Effects of nonionizing prepulses in high-intensity laser-solid interactions” // *Phys. Rev. E*, **64**, 025401 (2001);
- 128 A.B. Borisov, A.V. Borovskiy, O.B. Shiryayev, V.V. Korobkin, A.M. Prokhorov, J.C. Solem, T.S. Luk, K. Boyer, C.K. Rhodes, “Relativistic and charge-displacement self-channeling of intense ultrashort laser pulses in plasmas” // *Phys. Rev. A*, **45**, 5830-5845 (1992);

-
- 129 J. Davis, A.B. Borisov, C.K. Rhodes, “Optimization of power compression and stability of relativistic and ponderomotive self-channeling of 248 nm laser pulses in underdense plasmas” // Phys. Rev. E, **70**, 066406 (2004);
- 130 P.E. Young, J.H. Hammer, S.C. Wilks and W.L. Kruer, “Laser beam propagation and channel formation in underdense plasmas” Phys. Plasmas, **2**, 2825-2834 (1995);
- 131 D. Cai, Y. Gu, Z. Zheng, W. Zhou, X. Yang, C. Jiao, H. Chen, T. Wen and S. Chunyu, “Double-peak emission of hot electrons generated by femtosecond laser interaction with solid targets” // Phys. Rev. E, **70**, 066410, (2004);
- 132 G. Malka, J. Fuchs, F. Amiranoff, S.D. Baton, R. Gaillard, J.L. Miquel, H. Pépin, C. Rousseaux, G. Bonnaud, M. Busquet and L. Lours, “Suprathermal Electron Generation and Channel Formation by an Ultrarelativistic Laser Pulse in an Underdense Preformed Plasma” // Phys. Rev. Lett., **79**, 2053–2056 (1997);
- 133 Z. Najmudin, R. Allott, F. Amiranoff, E.L. Clark, C.N. Danson, D.F. Gordon, C. Joshi, K. Krushelnick, V. Malka, D. Neely, M.R. Salvati, M.I.K. Santala, M. Tatarakis and A.E. Dangor, “Measurement of forward Raman scattering and electron acceleration from high-intensity laser-plasma interactions at 527 nm” // IEEE T. Plasma Sci., **28**, 1122-1127 (2000).